

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

Учреждение образования
«Белорусский государственный
технологический университет»

Д. В. Кленицкий

**ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ, ВОЛНОВАЯ И КВАНТОВАЯ
ОПТИКА**

*Учебное электронное издание
комбинированного распространения*

Минск 2009

Аннотация

Издание включает следующие разделы: геометрическая оптика, элементы фотометрии, интерференция, дифракция, поляризация света, взаимодействие света с веществом, тепловое излучение, квантовая оптика. Предназначено для студентов специальностей 1-08 01 01 «Профессиональное обучение», 1-46 01 02 «Технология деревообрабатывающих производств», 1-46 01 01 «Лесоинженерное дело».

Минимальные системные требования

УДК 535(042.4.034.44)

ББК 22.34 я 73

Группа (предметная)

К-48

@Учреждение образования «Белорусский государственный технологический университет», 2009

@Кленицкий Д.В.

Все права на размножение и распространение в любой форме остаются за разработчиком.

Нелегальное копирование и использование данного продукта запрещено.

Содержание

Часть I. Волновая оптика

Глава 1. Вступление.....	5
§ 1.1 Световая волна.....	5
§ 1.2 Геометрическая оптика.....	7
§ 1.3 Элементы фотометрии.....	8
Глава 2. Интерференция света.....	14
§ 2.1 Интерференция световых волн.....	14
§ 2.2 Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников.....	18
§ 2.3 Интерференционные схемы.....	20
§ 2.4 Интерференция света в тонких пленках.....	23
Глава 3. Дифракция света.....	28
§ 3.1 Принцип Гюйгенса-Френеля.....	28
§ 3.2 Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске.....	30
§ 3.3 Дифракция Фраунгофера от щели.....	33
§ 3.4 Дифракционная решетка.....	35
§ 3.5 Дифракционная решетка как спектральный прибор.....	37
§ 3.6 Дифракция на пространственной решетке.....	41
§ 3.7 О голографии.....	43
Глава 4. Поляризация света.....	46
§ 4.1 Естественный и поляризованный свет.....	46
§ 4.2 Поляризация при отражении и преломлении света на границе двух диэлектриков.....	50
§ 4.3 Двойное лучепреломление.....	51
§ 4.4 Искусственное двойное лучепреломление.....	54

§ 4.5 Вращение плоскости поляризации.....	56
---	----

Глава 5. Взаимодействие света с веществом.....59

§ 5.1 Дисперсия света.....	59
§ 5.2 Групповая скорость.....	62
§ 5.3 Поглощение света.....	64
§ 5.4 Рассеяние света.....	65

Часть II. Квантовая природа излучения

Глава 6. Тепловое излучение.....68

§ 6.1 Тепловое излучение и его характеристики. Формула Планка....	68
§ 6.2 Закон Кирхгофа.....	71
§ 6.3 Законы Стефана-Больцмана и смещения Вина.....	73
§ 6.4 Оптическая пирометрия.....	75

Глава 7. Квантовая оптика.....77

§ 7.1 Фотоэлектрический эффект.....	77
§ 7.2 Масса и импульс фотона. Давление света.....	80
§ 7.3 Эффект Комптона.....	82
§ 7.4 Корпускулярно-волновая двойственность света.....	86

Часть I

Волновая оптика

В **волновой оптике** рассматриваются оптические явления, в которых проявляется волновая природа света (интерференция, дифракция, поляризация и дисперсия света).

Глава 1. Вступление

§ 1.1 Световая волна

Шкала электромагнитных волн. Свет представляет собой электромагнитные волны. Различают несколько видов электромагнитных волн: радиоволны, оптический диапазон, рентгеновское и гамма излучение. В этом разделе нас будет интересовать главным образом оптический диапазон длин волн. Его подразделяют на

ультрафиолетовое излучение	$\lambda = 0,01 \div 0,40 \text{ мкм}$
видимое излучение (свет)	$\lambda = 0,40 \div 0,76 \text{ мкм}$
инфракрасное излучение	$\lambda = 0,76 \text{ мкм} \div 1 \text{ мм}$

Соответствующие длины волн указаны в вакууме.

Световой вектор. Электромагнитная волна характеризуется векторами \vec{E} (вектором напряженности электрического поля) и \vec{H} (вектором напряженности магнитного поля). Экспериментально установлено, что практически все действие света на фотоэлемент, фотопленку, флюоресцирующий экран и др. устройства для его регистрации определяется вектором \vec{E} , поэтому его называют *световым вектором*.

Показатель преломления. Среду, в которой распространяется свет, характеризуют *показателем преломления*

$$n = \frac{c}{v}, \quad (1.1)$$

где c – скорость света в вакууме, v – фазовая скорость волны в данной среде. Для электромагнитной волны $v = c/\sqrt{\epsilon\mu}$, где ϵ и μ диэлектрическая и магнитная проницаемости среды. Тогда

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \approx \sqrt{\epsilon}, \quad (1.2)$$

где учтено, что для подавляющего большинства прозрачных веществ $\mu \approx 1$. Данная формула связывает оптические свойства вещества с его диэлектрическими свойствами.

Показатель преломления характеризует оптическую плотность среды. Среду с более большим показателем преломления называют оптически более плотной.

Длина волны в веществе. Длина волны света в среде с показателем преломления n

$$\lambda' = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda}{n}, \quad (1.3)$$

где $\lambda = c/\nu$ – длина волны света в вакууме, ν – частота излучения.

Интенсивность волны. Световую волну характеризуют *интенсивностью* I – это модуль среднего по времени значения плотности потока энергии (энергии переносимой в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к направлению переноса энергии). Для электромагнитной волны плотность потока энергии определяется вектором Умова-Пойнтинга, модуль которого $\Pi = EH$, где

$$E = E_m \cos(\omega t - kx), H = H_m \cos(\omega t - kx), \quad (1.4)$$

и амплитудные значения напряженностей электрического E_m и магнитного H_m полей связаны соотношением $\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E_m = \sqrt{\mu\mu_0}H_m$. Тогда

$$\Pi = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{\mu\mu_0}} E_m^2 \cos^2(\omega t - kx). \quad (1.5)$$

По определению интенсивность такой волны

$$I = \langle \Pi \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{\mu\mu_0}} E_m^2 \langle \cos^2(\omega t - kx) \rangle = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{\mu\mu_0}} \frac{E_m^2}{2}, \quad (1.6)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по времени и учтено, что среднее значение от квадрата косинуса за период колебаний равно

1/2. Согласно (1.6), интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды, $I \sim E_m^2$.

§ 1.2 Геометрическая оптика

Длина световых волн, воспринимаемых глазом, очень мала (менее 1 мкм). Поэтому распространение света во многих случаях можно рассматривать, отвлекаясь от его волновой природы, и считать, что свет распространяется вдоль лучей. Под лучом здесь понимают линию, вдоль которой переносится энергия электромагнитной волны. В пределе при $\lambda \rightarrow 0$ законы оптики можно сформулировать на языке геометрии. Соответствующий раздел оптики называют геометрической (или лучевой оптикой). Основу геометрической оптики составляют три закона:

Закон прямолинейного распространения света: в оптически однородной среде свет распространяется прямолинейно.

Закон отражения света (см. рис. 1.1): падающий луч A , отраженный луч B и перпендикуляр, проведенный к границе двух сред в точке падения лежат в одной плоскости; угол падения α равен углу отражения β

$$\alpha = \beta. \quad (1.7)$$

Закон преломления света (см. рис. 1.1): преломленный луч C , падающий луч A и перпендикуляр, проведенный к границе двух сред в точке падения лежат в одной плоскости и угол падения α связан с углом преломления γ

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (1.8)$$

где n_{21} — *относительный показатель преломления сред*, n_1 и n_2 — абсолютные показатели преломления сред.

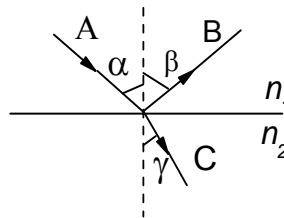


Рис. 1.1

Наиболее общим принципом геометрической оптике, из которого следуют выше перечисленные законы, является принцип Ферма: *свет распространяется из одной точки среды в другую по пути, для прохождения которого затрачивается наименьшее время*. Участок пути ds свет проходит за время $dt = ds/v$, где v – скорость света в данном месте среды. Так как $v = c/n$, то время прохождения пути 1–2 (рис. 1.2)

$$\tau = \int_1^2 dt = \frac{1}{c} \int_1^2 n ds = \frac{L}{c}, \quad (1.9)$$

где $L = \int_1^2 n ds$ называют *оптической длиной пути*. В однородной среде $n = \text{const}$ и $L = ns$, где s геометрический путь. Таким образом, свет распространяется по такому пути, оптическая длина пути которого минимальна.

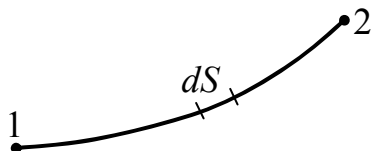


Рис. 1.2

§ 1.3 Элементы фотометрии

Фотометрией называется раздел оптики, в котором рассматриваются вопросы измерения энергии, переносимой электромагнитными волнами видимого оптического диапазона. Познакомимся с основными фотометрическими величинами и единицами их измерения.

Кривая видности. В видимом диапазоне длин волн (от 0,40 до 0,76 мкм) действие световой энергии на глаз (световое ощущение) весьма сильно зависит от длины волны. Чувствительность среднего нормального человеческого глаза к световой энергии разной длины волны характеризуют *кривой видности* (более точное название — *кривая относительной спектральной чувствительности*). Ее график показан на рис. 1.3, где V — относительная спектральная чувствительность глаза. Наиболее чувствителен глаз к свету с длиной волны $\lambda_m = 0,555$ мкм (зеленая часть спектра). Для этой длины волны приня-

то $V = 1$. При одинаковом потоке световой энергии оцениваемая зрительно интенсивность света других длин волн оказывается меньшей. Вне интервала видимых длин волн $V = 0$.

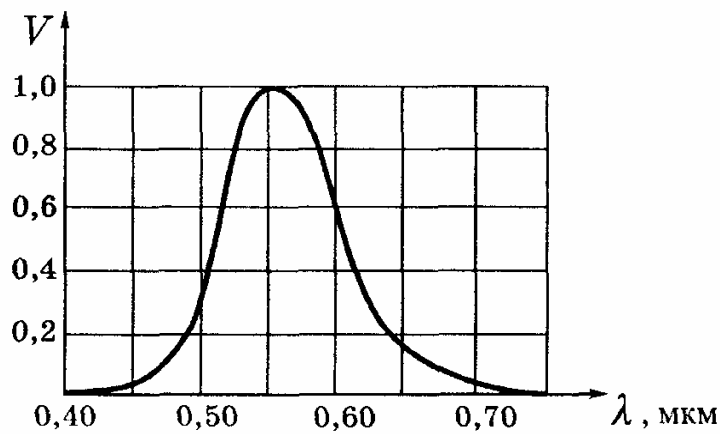


Рис. 1.3

Световой поток. Для характеристики интенсивности света с учетом его способности вызывать зрительное ощущение вводят понятие *светового потока* Φ . Его определяют в *люменах* (лм) по формуле

$$\Phi(\text{лм}) = K_m V(\lambda) \Phi_\varepsilon(\text{Вт}), \quad (1.10)$$

где $K_m \approx 683 \text{ лм/Вт}$, Φ_ε – поток энергии в ваттах той же длины волны λ . Из этой формулы следует, что световому потоку в 1 лм с длиной волны $\lambda = 0,555 \text{ мкм}$ ($V = 1$) соответствует поток энергии в 1,46 мВт. И наоборот, например, при $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$ ($V = 0,6$) одному ватту соответствует, согласно (1.10), световой поток $\Phi = 683 \cdot 0,6 \cdot 1 = 410 \text{ лм}$.

Для интервала длин волн $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ световой поток

$$d\Phi = K_m V(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda, \quad (1.11)$$

где $\varphi(\lambda) = d\Phi_\varepsilon / d\lambda$ – функция распределения световой энергии. Полный световой поток

$$\Phi = K_m \int_0^\infty V(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda. \quad (1.12)$$

Сила света I . По определению, I — это поток излучения точечного источника, приходящийся на единицу телесного угла:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}, \quad (1.13)$$

где $d\Phi$ световой поток, приходящийся на телесный угол $d\Omega$. В общем случае сила света зависит от направления излучения.

Если источник изотропный (излучение не зависит от направления), то сила света I не зависит от направления, и значит

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}, \quad (1.14)$$

где Φ – полный световой поток источника; $\Omega = 4\pi$ – полный телесный угол.

Для протяженного источника можно говорить о силе света элемента его поверхности dS .

Единица силы света — *кандела* (кд), $1 \text{ кд} = 1 \text{ лм/ср}$.

Освещенность E . Ее определяют как световой поток, падающий на единицу площади интересующей нас поверхности, то есть

$$E = \frac{d\Phi_{\text{пад}}}{dS}. \quad (1.15)$$

Единица освещенности — *люкс* (лк): $1 \text{ лк} = 1 \text{ лм/м}^2$. Например, необходимая для нормального чтения освещенность 50 лк.

Определение освещенности, создаваемой точечным источником, сводится к нахождению $d\Phi_{\text{пад}}$ в (1.15). Согласно (1.13) $d\Phi_{\text{пад}} = Id\Omega$, где как видно из рис. 1.4, $d\Omega = dS \cos \alpha / r^2$. Тогда в соответствии с (1.15)

$$E = I \frac{\cos \alpha}{r^2}. \quad (1.16)$$

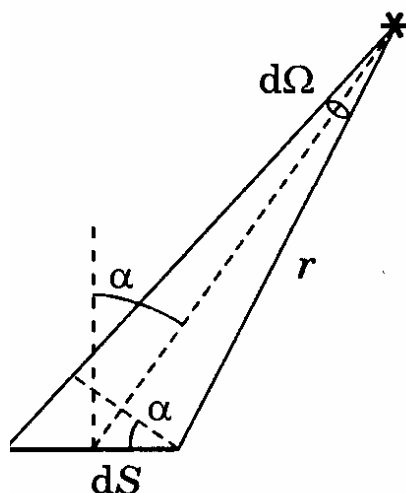


Рис. 1.4

Светимость M . Эта величина характеризует различные участки протяженного источника. Светимость — это световой поток, испускаемый (отражаемый) единицей площади наружу по всем направлениям (в пределах телесного угла 2π стерадиан):

$$M = \frac{d\Phi_{\text{исп}}}{dS}. \quad (1.17)$$

Единица светимости — люмен на квадратный метр ($\text{лм}/\text{м}^2$).

Яркость L . Эта величина характеризует излучение (отражение) света элементом поверхности ΔS в заданном направлении. Яркость определяют как отношение силы света I элемента поверхности ΔS в заданном направлении к проекции ΔS на плоскость, перпендикулярную к этому направлению, ΔS_{\perp} (рис. 1.5):

$$L = \frac{I}{\Delta S_{\perp}} = \frac{d\Phi_{\text{исп}}/d\Omega}{\Delta S \cdot \cos \vartheta}. \quad (1.18)$$

Единица яркости — кандела на квадратный метр ($\text{кд}/\text{м}^2$).

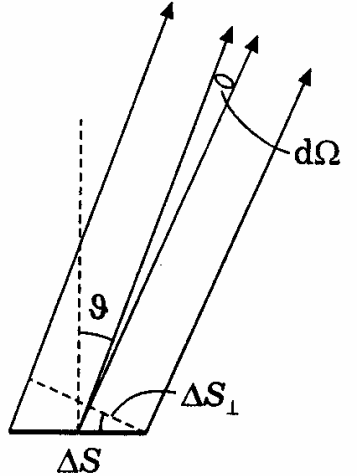


Рис. 1.5

Вообще говоря, яркость различна для разных направлений. Как и светимость, яркость используют и для отраженного от данной поверхности света.

Источники, яркость которых не зависит от направления, называют *ламбертовскими* (подчиняющимися закону Ламберта) или *косинусными* (световой поток, посылаемый элементом поверхности такого источника, $d\Phi_{\text{исп}} \sim \cos \vartheta$). Строго следует закону Ламберта только так называемое абсолютно черное тело (см. главу 6).

Светимость M и яркость L ламбертовского источника связаны простым соотношением:

$$M = \pi L. \quad (1.19)$$

Чтобы убедиться в этом, подставим в выражение

$$d\Phi_{\text{исп}} = L d\Omega \Delta S \cos \vartheta,$$

которое следует из (1.17), $d\Omega = dS/r^2$, где $dS = 2\pi r \sin \vartheta \cdot r d\vartheta$ (рис. 1.6), и проинтегрируем полученное соотношение по ϑ от 0 до $\pi/2$, учтя, что $L = \text{const}$. Тогда

$$\Delta\Phi_{\text{исп}} = L \Delta S \int_0^{\pi/2} \cos \vartheta \cdot 2\pi \sin \vartheta d\vartheta = \pi L \Delta S.$$

Разделив этот световой поток на ΔS , мы и получим (1.19).

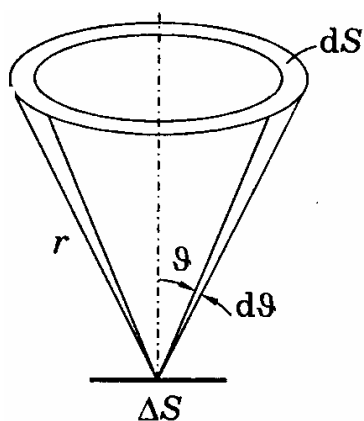


Рис. 1.6

Наряду с рассмотренными фотометрическими величинами — силой света I , освещенностью E , светимостью M и яркостью L — можно использовать аналогичные им энергетические величины, получаемые с помощью тех же соотношений с заменой лишь светового потока Φ на энергетический поток Φ_e . В таблице 1.1 представлены основные фотометрические и энергетические величины и единицы их измерения.

Таблица 1.1

Величина	Единица измерения	
	фотометрическая	энергетическая
Световой поток Φ	люмен (лм)	Вт
Сила света I	кандела (кд)	Вт/ср
Освещенность E	люкс (лк)	Вт/м ²
Светимость M	лм/м ²	Вт/м ²
Яркость L	кд/м ²	Вт/(ср · м ²)

Глава 2. Интерференция света

§ 2.1 Интерференция световых волн

Рассмотрим наложение (суперпозицию) в некоторой точке пространства двух световых волн одинаковой частоты, которые возбуждают колебания одинакового направления

$$E_1 = E_{m1} \cos(\omega t - k_1 r_1), \quad E_2 = E_{m2} \cos(\omega t - k_2 r_2), \quad (2.1)$$

где E_{m1} и E_{m2} – амплитудные значения светового вектора волн в точке наложения, ω – циклическая частота колебаний, k_1 и k_2 – волновые числа волн, r_1 и r_2 – расстояния от источников волн до точки наложения. Разность фаз колебаний $\delta = k_2 r_2 - k_1 r_1$.

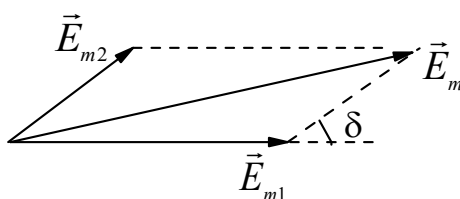


Рис. 2.1

В точке наложения возникает результирующее колебание с амплитудой E_m , которую легко найти с помощью метода векторных диаграмм (рис. 2.1)

$$E_m^2 = E_{1m}^2 + E_{2m}^2 + 2E_{1m}E_{2m} \cos \delta. \quad (2.2)$$

Если оба колебания не согласованы друг с другом, т. е. разность фаз δ как-то изменяется во времени, то такие колебания называют *некогерентными*. Если δ изменяется непрерывно, причем так, что с равной вероятностью принимает любые значения, то среднее по времени значение $\langle \cos \delta \rangle = 0$ и $E_m^2 = E_{1m}^2 + E_{2m}^2$. Учитывая, что $I \sim E_m^2$, результирующая интенсивность равна сумме интенсивностей, создаваемых каждой из волн

$$I = I_1 + I_2. \quad (2.3)$$

Если же разность фаз δ постоянна во времени ($\delta = \text{const}$), то такие колебания (и волны) называют *когерентными*. В этом случае интенсивность результирующего колебания

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad (2.4)$$

Последнее слагаемое в этой формуле называют интерференционным членом. Рассмотрим его влияние на результирующую интенсивность.

В точках пространства, где $\cos \delta > 0$, $I > I_1 + I_2$ возникают максимумы интерференционной картины. Там же, где $\cos \delta < 0$, $I < I_1 + I_2$ возникают минимумы. Явление перераспределения интенсивности света при суперпозиции когерентных волн называют *интерференцией световых волн*.

Условия интерференционных максимумов и минимумов. Максимальное значение интенсивности наблюдается когда $\delta = \pm 2\pi m$, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ ($\cos \delta = 1$). Если $I_1 = I_2$, то $I_{\max} = 4I_1$. Минимальное значение интенсивности наблюдается когда $\delta = \pm(2m + 1)\pi$, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ ($\cos \delta = -1$) и если $I_1 = I_2$, то $I_{\min} = 0$. Для некогерентных волн при $I_1 = I_2$ интенсивность всюду одинакова и равна $I = 2I_1$.

Учтем, что $\delta = k_2 r_2 - k_1 r_1$ и волновые числа волн

$$k_1 = 2\pi/\lambda_1, \quad k_2 = 2\pi/\lambda_2, \quad (2.5)$$

где λ_1 и λ_2 длины волн в средах, в которых волны распространяются, связаны с длиной волны λ в вакууме

$$\lambda_1 = \frac{\lambda}{n_1}, \quad \lambda_2 = \frac{\lambda}{n_2} \quad (2.6)$$

n_1 и n_2 показатели преломления сред. Тогда

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta, \quad (2.7)$$

где $\Delta = n_2 r_2 - n_1 r_1$ называют *оптической разностью хода*. Величина $L = nr$, где n показатель преломления среды, r расстояние которое проходит волна (геометрическая длина пути), является оптической длиной пути (см. 1.9). Оптическая разность хода является разностью оптических длин путей накладываемых волн: $\Delta = L_2 - L_1$. Отсюда

$$\Delta = \frac{\lambda}{2\pi} \delta. \quad (2.8)$$

Для максимумов интенсивности $\delta = \pm 2\pi m$ и

$$\Delta = \pm m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.9)$$

Таким образом, если оптическая разность хода равна целому числу длин волн, образуются максимумы.

Для минимумов интенсивности $\delta = \pm(2m + 1)\pi$ и

$$\Delta = \pm(2m + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.10)$$

Таким образом, если оптическая разность хода волн равна полуцелому числу длин волн, образуются минимумы.

Формулы (2.9), (2.10) есть условия возникновения максимумов и минимумов интерференции, где число m называют *порядком интерференции*.

Основной метод наблюдения интерференции. Интерференция характерна для волн любой природы и сравнительно просто наблюдается на опыте для волн на поверхности воды или для звуковых волн. Наблюдать же интерференцию света можно лишь при определенных условиях.

Необходимым условием интерференции волн является их когерентность, т. е. согласованное протекание во времени и в пространстве нескольких волновых процессов. Этому условию удовлетворяют *монохроматические волны* – неограниченные в пространстве волны строго постоянной частоты или длины волны. Свет, испущенный обычными (не лазерными) источниками, не бывает монохроматическим. Следовательно, независимые источники света некогерентны. Причины этого заключены в самом механизме излучения света атомами (молекулами, ионами) источника света. Возбужденный атом излучает в течение очень короткого промежутка времени высвечивания $\tau \sim 10^{-8}$ с, после чего он, растратив свою избыточную энергию на излучение, возвращается в невозбужденное состояние. Через некоторое время атом может вновь возбудиться, получив энергию извне, и начать излучать. Такое прерывистое излучение света атомами в виде отдельных кратковременных импульсов – *цугов волн* – характерно для любого источника света независимо от вида конкретных процессов, происходящих в нем и вызывающих возбуждение его атомов. В ис-

точнике света одновременно излучает большое количество атомов. Атомы излучают независимо друг от друга, со случайными начальными фазами, беспорядочно изменяющимися от одного акта излучения к другому. Поэтому, источники света оказываются некогерентными, и достаточно устойчивой картины интерференции не возникает.

Тем не менее, когерентные световые волны можно получить даже от обычных источников. Основной метод их получения заключается в следующем: *волну, излучаемую одним источником света, разделяют на две и большее число волн, а затем накладывают их друг на друга подходящим способом.* Если оптическая разность хода этих волн от источника до точки наблюдения не превышает некоторой характерной длины $\Delta < l_k$, которую называют *длиной когерентности* l_k , то случайные изменения фазы световых колебаний в накладываемых волнах будут происходить согласованно, и мы будем наблюдать интерференционную картину. Длина когерентности – это расстояние, на которое распространяется волна за *время когерентности* τ_k : $l_k = v\tau_k$. Время когерентности – это средняя продолжительность одного цуга волны.

Если свет немонохроматический и его длины волн лежат в интервале $(\lambda, \lambda + \Delta\lambda)$ то интерференционная картина смазывается, когда

$$(m+1)\lambda \approx m(\lambda + \Delta\lambda), \quad (2.11)$$

где m – предельный порядок интерференции, начиная с которого интерференционная картина исчезает. Отсюда

$$m \approx \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (2.12)$$

Величина $\lambda/\Delta\lambda$ характеризует степень монохроматичности. Чем она больше, тем свет является более монохроматичным. Длина когерентности световой волны непосредственно связана со степенью монохроматичности по формуле

$$l_k = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (2.13)$$

Чем больше степень монохроматичности, тем больше и длина когерентности. Для солнечного света $l_k \approx 5\lambda$, для лучших (не лазерных) источников света удалось получить l_k порядка нескольких десятков

сантиметров, лазеры позволили получить излучение с l_k порядка сотен метров (и даже нескольких километров).

§ 2.2 Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников

Образовавшиеся после разделения исходной волны две волны во всех схемах для получения интерференции света можно представить как бы исходящими из двух точечных источников S_1 и S_2 , которые являются когерентными и находятся на расстоянии d друг от друга. Рассмотрим две волны, исходящие из этих источников (рис. 2.2)

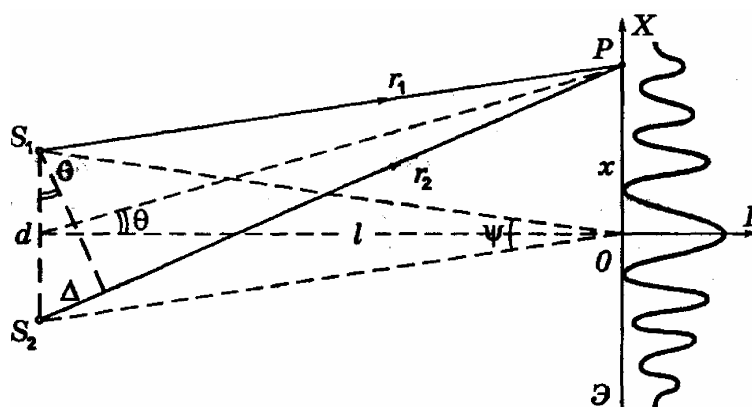


Рис. 2.2

В области, где эти волны перекрываются – ее называют зоной интерференции – должна возникать система чередующихся максимумов и минимумов освещенности, которые можно наблюдать на экране Э. Пусть, для простоты, волны распространяются в воздухе $n_1 = n_2 = 1$. Ось X направим вдоль экрана с началом отсчета в точке O симметричной относительно источников. В практически важных случаях когда $\theta = x/l \ll 1$, где x – координата точки P наложения волн, l – расстояние от источников до экрана, оптическая разность хода волн

$$\Delta = n_2 r_2 - n_1 r_1 = r_2 - r_1 = d \sin \theta \approx d \cdot \theta = \frac{d \cdot x}{l}. \quad (2.14)$$

Из условия максимумов (2.9) и минимумов (2.10) найдем координаты максимумов и минимумов на экране

$$\Delta = \frac{d \cdot x_{\max}}{l} = \pm m \lambda \Rightarrow x_{\max} = \pm \frac{m \lambda l}{d}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.15)$$

$$\Delta = \frac{d \cdot x_{\min}}{l} = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2} \Rightarrow x_{\min} = \pm \frac{(m+\frac{1}{2})\lambda l}{d}, \quad m=0,1,2,3\dots \quad (2.16)$$

В точке $x = 0$ расположен максимум, соответствующий нулевой оптической разности хода. Для него порядок интерференции $m = 0$. Это центр интерференционной картины. Расстояние между двумя соседними максимумами (минимумами), порядок которых m отличается на единицу, называют шириной интерференционной полосы

$$\Delta x = \frac{\lambda \cdot l}{d} = \frac{\lambda}{\psi}. \quad (2.17)$$

где $\psi = d/l$ – угол, под которым видны оба источника из центра экрана.

Практически для получения более яркой интерференционной картины в качестве источников S_1 и S_2 используют две щели, и интерференционная картина имеет вид чередующихся светлых и темных полос, параллельных данным щелям.

Найдем распределение интенсивности в зоне интерференции. Рассмотрим идеализированный случай, когда источники S_1 и S_2 строго монохроматические. В интересующую нас точку экрана колебания от этих источников будут приходить практически с одинаковой амплитудой, $E_{1m} = E_{2m} = E_0$. Тогда, согласно (2.2), амплитуда результирующего колебания

$$E_m^2 = 2E_0^2 + 2E_0^2 \cos \delta = 2E_0^2 (1 + \cos \delta) = 4E_0^2 \cos^2 \frac{\delta}{2}, \quad (2.18)$$

где разность фаз колебаний, используя (2.7) и (2.14)

$$\delta = \frac{2\pi dx}{l\lambda}. \quad (2.19)$$

Так как интенсивность $I \sim E_m^2$, то получим

$$I = I_0 \cos^2 \alpha x, \quad \alpha = \frac{\pi d}{l\lambda}, \quad (2.20)$$

где I_0 – интенсивность в максимумах, в минимумах $I = 0$. Полученное идеализированное распределение интенсивности $I(x)$ несколько отличается от реального, которому соответствует распределение на рис. 2.2.

§ 2.3 Интерференционные схемы

Опыт Юнга. Первая экспериментальная установка для демонстрации интерференции была предложена Юнгом. В ней яркий пучок солнечного света освещал узкую щель S (рис. 2.3). Прошедший через щель свет падает на две узкие щели S_1 и S_2 , которые играют роль когерентных источников. Прошедшие через щели волны, перекрываясь на экране, дают систему интерференционных полос.

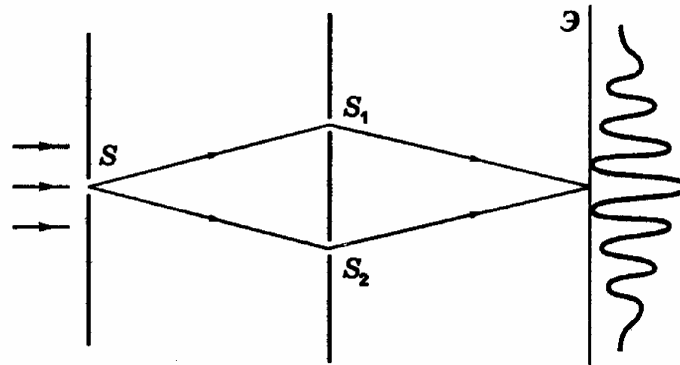


Рис. 2.3

Бипризма Френеля. Для разделения исходной световой волны в этой схеме используют двойную призму B (бипризму) с малым преломляющим углом θ (рис. 2.4). Источником света служит ярко освещенная узкая щель S , параллельная преломляющему ребру бипризмы.

Так как преломляющий угол бипризмы очень мал (порядка десятка угловых минут), то, как можно показать все лучи отклоняются бипризмой на практически одинаковый угол $\alpha = (n - 1)\theta$. В результате образуется две когерентные волны, как бы исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , лежащих в одной плоскости со щелью S .

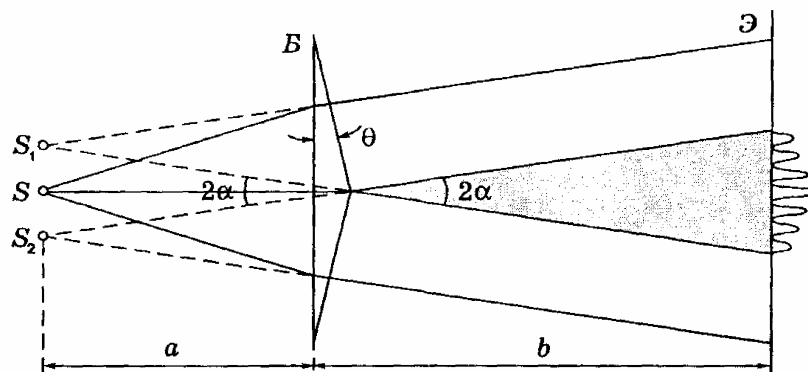


Рис. 2.4

Ширину Δx интерференционных полос найдем по формуле (2.17), учитывая, что $l = a + b$ и расстояние между изображениями S_1 и S_2 щели S : $d = a \cdot 2\alpha$

$$\Delta x = \frac{\lambda(a+b)}{2\alpha a} = \frac{\lambda}{2\alpha} \left(1 + \frac{b}{a} \right). \quad (2.21)$$

Ширина полос тем больше, чем больше расстояние b от бипризмы до экрана.

Если на бипризму падает плоская волна, т.е. $a \rightarrow \infty$, то

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2\alpha}. \quad (2.22)$$

Ширина полосы в этом случае не зависит от положения экрана.

При наблюдении в белом свете центральный максимум (нулевого порядка $m = 0$) получается белым, остальные окрашенные, так как $\Delta x \sim \lambda$.

Максимальное число возможных полос интерференции на экране $N_{\max} = L/\Delta x$, где $L = b \cdot 2\alpha$ – ширина зоны интерференции. Тогда

$$N_{\max} = \frac{4\alpha^2}{\lambda} \frac{ab}{a+b}. \quad (2.23)$$

Бизеркала Френеля. В этой схеме две когерентные световые волны получают при отражении от двух зеркал, плоскости которых образуют между собой небольшой угол α (рис. 2.5). Источником света служит ярко освещенная узкая щель S , параллельная линии пересечения зеркал. Отраженные от зеркал волны падают на экран и там, где они перекрываются, возникает интерференционная картина в виде полос, параллельных щели S . Отраженные от зеркал волны распространяются так, как если бы они исходили из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся изображениями щели S в зеркалах.

Ширина интерференционных полос и максимальное число возможных полос интерференции определяется соотношениями (2.21) – (2.23), как и в случае бипризмы Френеля.

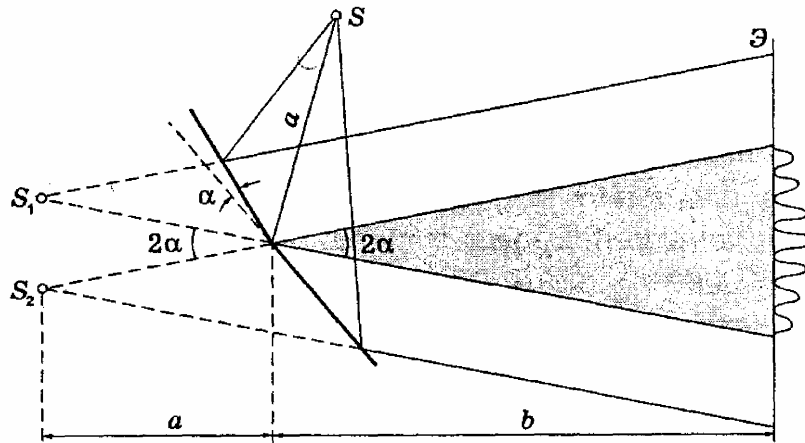


Рис. 2.5

Билинза Бийе. Собирающую линзу разрезают пополам по диаметру, удаляя слой небольшой толщины δ , и обе половинки ее сдвигают. Такую систему называют билинзой. Источником света служит ярко освещенная узкая щель S , которая расположена в плоскости, соединяющей обе половинки билинзы, и находится в ее фокальной плоскости на расстоянии f от билинзы. Оптические центры половинок билинзы O_1 и O_2 расположены как показано на рис. 2.6, и расстояние между ними равно толщине удаленного слоя δ . Ход лучей через половинки билинзы показан на рисунке.

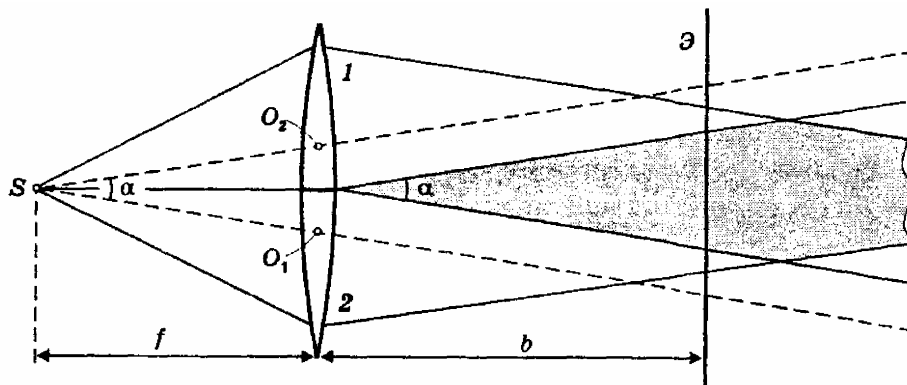


Рис. 2.6

Ширину интерференционных полос определим по формуле (2.17), имея в виду, что угол между направлениями распространения двух плоских волн $\psi = \alpha = \delta/f$, получим

$$\Delta x = \frac{\lambda f}{\delta}. \quad (2.24)$$

Ширина полосы не зависит от расстояния между экраном и билинзой.

Зона интерференции имеет вид вытянутого ромба, максимальная ширина x_{\max} которого равна половине диаметра D билинзы: $x_{\max} = D/2$. Если экран расположен ближе места, где $x = x_{\max}$ (обычно так и бывает), то ширина зоны интерференции $x = b\alpha = b\delta/f$. Тогда максимальное число возможных полос интерференции $N = x/\Delta x$, т. е.

$$N = \frac{b\delta^2}{f^2\lambda}. \quad (2.25)$$

В заключении заметим, что обзор интерференционных схем на этом не ограничивается. Из существующих в настоящее время интерференционных схем можно назвать еще и такие: зеркало Ллойда, интерферометр Рэлея, интерферометр Майкельсона и др. Некоторые из них нашли широкое применение при проведении очень тонких и высокочувствительных измерений.

§ 2.4 Интерференция света в тонких пленках

Другой способ получения когерентных волн состоит в расщеплении первичной волны при отражении от двух границ раздела прозрачных диэлектриков. Пусть на прозрачную плоскопараллельную пленку с показателем преломления n и толщиной b падает плоская монохроматическая волна (рис. 2.7).

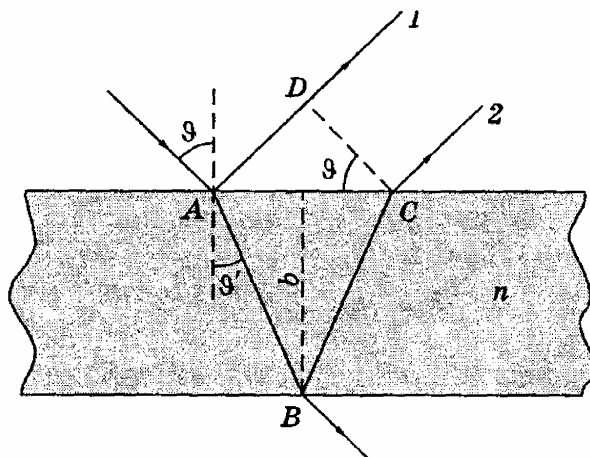


Рис. 2.7

В результате отражений от обеих поверхностей пленки исходная волна расщепится на две. Если толщина пленки меньше длины ко-

герентности, то волны 1 и 2 когерентны. Если эти волны свести в одной точке, то будет наблюдаться интерференционная картина, которая определяется оптической разностью хода

$$\Delta = n(|AB| + |BC|) - |AD|. \quad (2.26)$$

Из рисунка $|AB| = |BC| = b/\cos \vartheta'$ и $|AD| = 2btg\vartheta' \cdot \sin \vartheta$. Учитывая закон преломления света $\sin \vartheta = n \sin \vartheta'$, найдем

$$\Delta = 2nb \cos \vartheta' = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta}. \quad (2.27)$$

Следует также учесть, что при отражении от верхней поверхности пленки (от среды оптически более плотной) в соответствии с теорией электромагнитных волн происходит скачок фазы на π у отраженной волны. Таким образом, у волн 1 и 2 возникает добавочная разность фаз $\delta_d = \pm\pi$. Это соответствует дополнительной оптической разности хода $\Delta_d = \lambda\delta/2\pi = \pm\lambda/2$. Тогда, полная оптическая разность хода

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta} \pm \frac{\lambda}{2}, \quad (2.28)$$

где выбор знака является несущественным.

При выполнении условий (2.9) или (2.10) волны накладываются, друг на друга дадут либо максимум или минимум. Меняя угол падения ϑ , мы будем наблюдать чередование максимумов и минимумов отраженного света под разными углами. Для того, чтобы получить интерференционную картину в виде полос, надо использовать в качестве падающего рассеянный монохроматический свет (он содержит волны, падающие на пленку под разными углами), а на пути отраженного света поставить линзу и в ее фокальной плоскости экран (рис. 2.8). Полоса данного порядка интерференции обусловлена светом, падающим на пластику под одним и тем же углом ϑ , но с разных направлений. Поэтому такие полосы называют *полосами равного наклона*. Роль линзы и экрана может играть хрусталик и сетчатка глаза. В этом случае для наблюдения полос равного наклона глаз нужно аккомодировать (настраивать) так, как при рассмотрении удаленных предметов. В белом свете интерференционные полосы окрашены. Поэтому такое явление называют *цветами тонких пленок*. Его можно наблюдать на стенках мыльных пузырей, на тонких пленках масел, разлитых на поверхности жидкости и др.

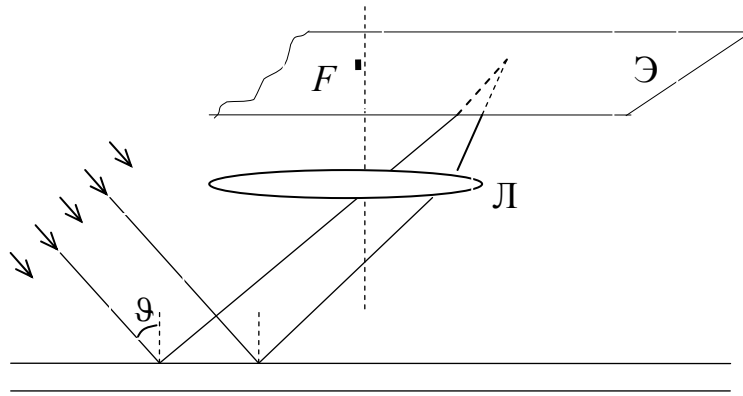


Рис. 2.8

Кольца Ньютона. В случае если толщина пленки изменяется, то максимумы и минимумы возникают в результате отражений от участков пленки с одинаковой толщиной. Поэтому возникающую интерференционную картину называют *полосами равной толщины*. Примером полос равной толщины являются *кольца Ньютона*. Они наблюдаются при отражении света от поверхности зазора между стеклянной пластинкой и соприкасающейся с ней выпуклой линзы (рис. 2.9). При нормальном падении света интерференционная картина имеет вид концентрических окружностей (колец) с центром в точке соприкосновения линзы с пластинкой.

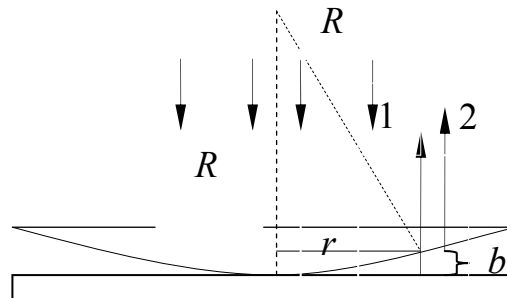


Рис. 2.9

Оптическая разность хода волн, отраженных от воздушного зазора ($n=1$) $\Delta = 2b \pm \lambda/2$, где b толщина воздушного зазора. Из рисунка радиус колец $r^2 = R^2 - (R-b)^2 \approx 2bR$, где учтено $b \ll R$. Используя условия максимумов (2.9) и минимумов (2.10) нетрудно найти радиусы темных и светлых колец

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.29)$$

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda R}, \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad (2.30)$$

Кольца Ньютона локализованы в очень малой области для обычных линз, поэтому их приходится рассматривать в микроскоп. С помощью колец Ньютона можно с достаточно высокой точностью контролировать качество изготовления сферических поверхностей.

Отражение света от тонких пленок лежит в основе *просветления оптики* (улучшения качества оптических приборов) и получения высокоотражающих покрытий. Прохождение света через каждую преломляющую поверхность линзы сопровождается отражением примерно 4% падающего света. Современные объективы содержат большое количество линз, поэтому такие отражения совершаются многократно и суммарная потеря светового потока оказывается весьма ощутимой. Например, в призмённом бинокле она составляет больше 50%. Кроме того, отражения от поверхностей линз приводят к возникновению бликов, что демаскирует положение прибора (например, в военной технике). Для устранения указанных недостатков оптику просветляют. Для этого на каждую поверхность линзы наносят путем напыления тонкую пленку прозрачного диэлектрика с показателем преломления $n' = \sqrt{n_1 n_2}$, где n_1 и n_2 – показатели преломления сред, между которыми находится пленка (рис. 2.10). При этом условия амплитуда отраженных от обеих поверхностей пленки волны оказываются равны. Толщина же пленки b делается такой, чтобы волны, отраженные от обеих поверхностей, оказывались в противофазе, т. е. гасили друг друга.

Определим толщину пленки, при которой отраженные волны будут ослаблять друг друга. Оптическая разность хода отраженных волн $\Delta = 2bn'$, где учтено, что обе волны отражаются от оптически более плотных сред, и значит, одинаково испытывают скачок фазы на π . Таким образом, дополнительной оптической разности хода в виде полуволны в этом случае не возникает. Условие наблюдения минимумов (2.10) интерференционной картины имеет вид

$$\Delta = 2bn' = (2m + 1)\frac{\lambda}{2}. \quad (2.31)$$

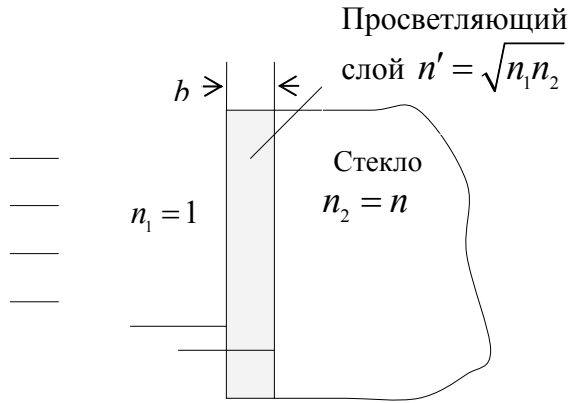


Рис. 2.10

Отсюда, толщина пленки, при которой наблюдается минимум

$$b = \frac{(m + 1/2)\lambda}{2n'} = \frac{(m + 1/2)\lambda}{2\sqrt{n}}, \quad (2.32)$$

где n показатель преломления стекла, из которого изготовлен объектив. Наименьшая толщина (при $m = 0$) равна $b = \lambda/4\sqrt{n}$.

Так как добиться одновременного гашения для всех длин волн невозможно, то это обычно делается для желто-зеленой области видимого спектра. Для краев же этого спектра коэффициент отражения заметно отличается от нуля, поэтому объективы кажутся в отраженном свете пурпурными, что соответствует смещению красного и фиолетового цветов.

Глава 3. Дифракция света

§ 3.1 Принцип Гюйгенса-Френеля

Дифракцией света называют любое отклонение от прямолинейного распространения света в среде с резкими неоднородностями (отверстия, края экранов и др.), что связано с отклонениями от законов геометрической оптики. Это приводит к огибанию световыми волнами препятствий и проникновению света в область геометрической тени. Полное количественное описание явления дают уравнения Максвелла, дополненные соответствующими граничными условиями. Однако решение такой задачи представляет большие математические трудности и возможно только для простейших идеализированных случаев. Поэтому в большинстве случаев, представляющих практический интерес, в оптике пользуются приближенным методом решения задачи о перераспределении интенсивности света, основанным на *принципе Гюйгенса-Френеля*. Согласно этому принципу: *каждый элемент волновой поверхности площадью dS является источником вторичной сферической волны, амплитуда которой пропорциональна dS . Все вторичные волны когерентны между собой, поэтому в любой точке пространства реальная волна, распространяющаяся от некоторого источника, является результатом интерференции вторичных волн.* Суть этого принципа состоит в следующем: для определения колебания в точке P , лежащей перед некоторой волновой поверхностью S , надо найти колебания, приходящие в эту точку от всех элементов волновой поверхности и затем сложить их с учетом амплитуд и фаз.

Пусть через преграду N с отверстием проходит свет от точечного источника P_0 (рис. 3.1). По принципу Гюйгенса – Френеля каждый элемент части волновой поверхности, совпадающей с отверстием, является источником вторичной сферической волны напряженность электрического поля которой

$$dE = K \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr), \quad (3.1)$$

где a_0 – величина амплитуды световой волны в месте нахождения элемента dS ; K – коэффициент, который монотонно убывает с ростом угла ϑ между нормалью \vec{n} к элементу dS и направлением от dS

на точку P , в которой требуется определить интенсивность. Тогда, результирующая напряженность в точке P

$$E = \int_S dE = \int_S K \frac{a_0}{r} \cos(\omega t - kr) dS, \quad (3.2)$$

где интегрирование идет по площади отверстия.

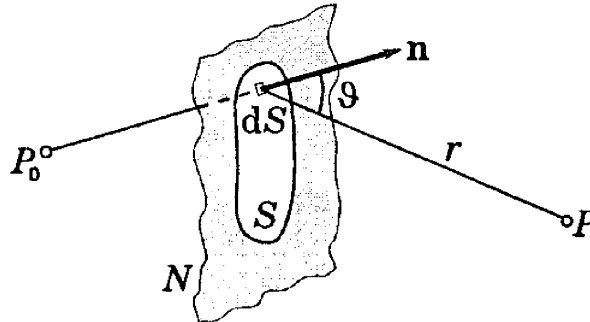


Рис. 3.1

Принцип Гюйгенса-Френеля можно представить с помощью векторной диаграммы (рис. 3.2), где результирующая амплитуда колебаний \vec{E}_m представлена как векторная сумма амплитуд dE колебаний в точке P от различных элементов dS поверхности S с учетом их фаз, т. е. углов между ними.

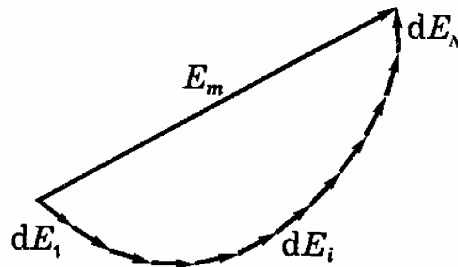


Рис. 3.2

Таким образом, между дифракцией и интерференцией нет принципиальных отличий. Исторически принято называть интерференцией суперпозицию волн от конечного числа когерентных источников, а дифракцией – от бесконечного числа непрерывно распределенных источников.

Различают дифракцию Френеля и дифракцию Фраунгофера. *Дифракция Френеля* – называют дифракцию, в которой нельзя пренебрегать кривизной волновых поверхностей (дифракция сфериче-

ских волн). *Дифракция Фраунгофера* – называют дифракцию, наблюдающуюся на бесконечно удаленном расстоянии от препятствия, на которое падает свет бесконечно удаленного источника (дифракция плоских волн).

§ 3.2 Дифракция Френеля на круглом отверстии и диске

Метод зон Френеля. Суммирование элементарных колебаний (3.2), приходящих в точку P , весьма сложно. Но в простейших случаях, при наличии осевой симметрии, интегрирование может быть заменено графическим сложением амплитуд, основанным на разбиении волновой поверхности в месте расположения преграды N (например, круглое отверстие в экране) на кольцевые участки, называемые *зонами Френеля* (рис. 3.3), по следующему правилу: расстояния от краев соседних зон до точки P должны отличаться на $\lambda/2$.

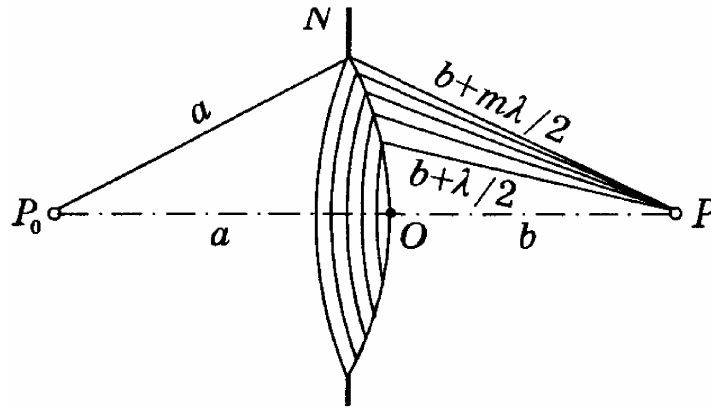


Рис. 3.3

Внешний радиус m -ой зоны Френеля r_m (рис. 3.4)

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_a)^2 = (2a - h_a)h_a \approx 2ah_a, \quad (3.3)$$

$$r_m^2 = \left(b + \frac{m\lambda}{2}\right)^2 - \left(b + \frac{m\lambda}{2} - h_b\right)^2 = (2b + m\lambda - h_b)h_b \approx 2bh_b, \quad (3.4)$$

где учтено, что $h_a \ll 2a$ и $m\lambda \ll 2b$, $h_b \ll 2b$. Из рисунка $|CO| = h_a + h_b = m\lambda/2$ и учитывая, что из предыдущих выражений $h_a = r_m^2/2a$ и $h_b = r_m^2/2b$ найдем

$$r_m = \sqrt{m\lambda \frac{ab}{a+b}}. \quad (3.5)$$

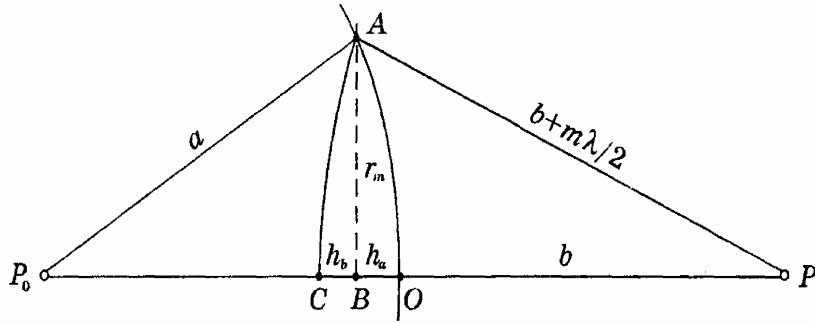


Рис. 3.4

Если падающая волна является плоской, т.е. когда $a \rightarrow \infty$, то

$$r_m = \sqrt{m\lambda b}. \quad (3.6)$$

Площади кольцевых зон Френеля (при достаточно малых m) практически одинаковы

$$\Delta S \approx \pi r_{m+1}^2 - \pi r_m^2 = \pi\lambda \frac{ab}{a+b}. \quad (3.7)$$

Рассмотрим графический метод сложения колебаний в точке P , приходящих от зон Френеля. В этом методе волновую поверхность мысленно разбивают на весьма узкие кольцевые зоны. Амплитуду колебаний, создаваемых каждой такой зоной обозначим вектором $d\vec{A}$. Вследствие увеличения расстояния от зоны до точки P и от увеличения угла ϑ амплитуда колебаний, создаваемых каждой следующей узкой кольцевой зоной, будет убывать по модулю и отставать по фазе от колебаний, создаваемых предыдущей зоной. Изобразив отставание по фазе поворотом каждого вектора $d\vec{A}$ против часовой стрелки на соответствующий угол, получим цепочку векторов, векторная сумма которых и есть результирующая амплитуда колебаний в точке P . На рис. 3.5 показаны результирующие амплитуды колебаний приходящих в точку P от 1-ой зоны Френеля (рис. 3.5а), от первых двух зон Френеля (рис. 3.5б), от первых трех зон Френеля (рис. 3.5в). Амплитуды колебаний от узких зон, прилегающих к границам зон Френеля, отстают по фазе друг от друга на π , поэтому соответствующие этим амплитудам вектора взаимно противоположны по направлению. Продолжая построение, цепочка векторов по мере увеличения числа узких

кольцевых зон будет «закручиваться» в спираль, и в результате амплитуда от действия всех зон (всей волновой поверхности) будет равна A_∞ (рис. 3.6). Эту спираль называют *спиралью Френеля*.

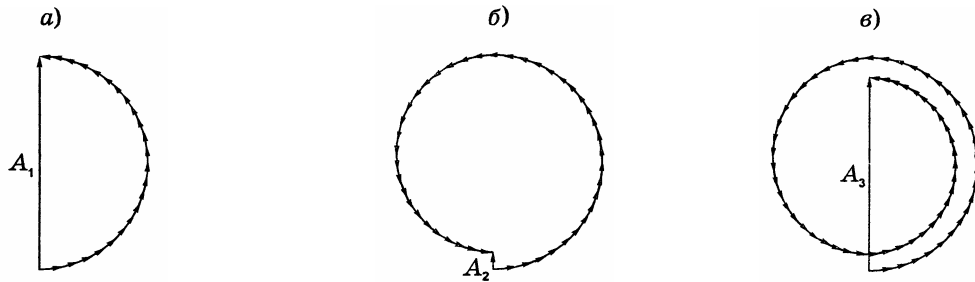


Рис. 3.5

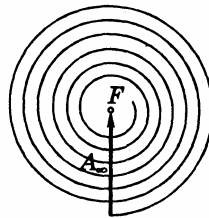


Рис. 3.6

Дифракция на круглом отверстии. При наличии преграды с круглым отверстием колебания не от всех зон Френеля достигнут точки P , так как часть вторичных волн будут закрыты отверстием. Результирующая амплитуда, а значит и интенсивность, зависит от того, четное или нечетное число зон Френеля умещается в отверстии. Если число зон нечетное, то в точке P наблюдается максимум ($A_1 > A_\infty, A_3 > A_\infty$ и т. д.), если же число зон четное, то минимумы ($A_2 < A_\infty, A_4 < A_\infty$ и т. д.). Самый светлый максимум в точке P наблюдается, если в отверстии открыта только 1-я зона Френеля ($A_1 > A_3 > A_5 > \dots$). Причем $A_1 = 2A_\infty$, т. е. интенсивность ($I \sim A^2$) в четыре раза больше, чем при отсутствии преграды, когда в точку P приходят колебания от всех зон Френеля. Самый темный минимум в точке P будет наблюдаться, если в отверстии открыто две зоны Френеля ($A_2 < A_4 < A_6 \dots$). При этом интенсивность в этой точке падает практически до нуля, хотя световой поток через отверстие оказывается вдвое больше, чем в случае когда открыта 1-я зона Френеля.

Метод зон Френеля позволяет определить интенсивность только в точке P , лежащей на оси круглого отверстия в преграде. Расчет рас-

пределения интенсивности для всей дифракционной картины значительно сложнее. Вся картина обладает круговой симметрией и представляет собой чередующиеся светлые и темные кольца, плавно переходящие друг в друга.

Дифракция на диске. Если вместо отверстия на пути света находится круглый непрозрачный диск, то в центре его геометрической тени интенсивность света не будет равна нулю. Если диск перекрывает лишь несколько зон Френеля, то интенсивность в центре его геометрической тени почти такая же, как при отсутствии диска. Это непосредственно следует из спирали Френеля. Это светлое пятно в области геометрической тени называют *пятном Пуассона*. Рассматривая в свое время метод Френеля, Пуассон пришел к выводу, что в центре тени от диска должно быть светлое пятно, но счел этот вывод столь абсурдным, что выдвинул его как убедительное возражение против волновой теории, развиваемой Френелем. Однако это предсказание было экспериментально подтверждено Арагоном. Волновая теория света восторжествовала.

§ 3.3 Дифракция Фраунгофера от щели

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от бесконечно длинной щели (длина щели много больше ее ширины). Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально на плоскость узкой щели шириной $a = |AB|$ (рис. 3.7). Оптическая разность хода между лучами, идущими от краев щели под углом θ

$$\Delta = |BC| = a \sin \theta, \quad (3.8)$$

где C – основание перпендикуляра, опущенного из точки A .

Разобьем открытую в плоскости часть волновой поверхности на зоны Френеля, имеющие вид полос параллельных ребру щели. Так как ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$, то всего на ширине щели уместится $N = \Delta \div \lambda/2$ зон. Амплитуды колебаний вторичных волн от зон Френеля, приходящих в точку наложения на экране, будут одинаковы, поскольку они распространяются параллельно друг другу перед линзой, а линза не вносит дополнительной разности хода лучей идущих от щели.

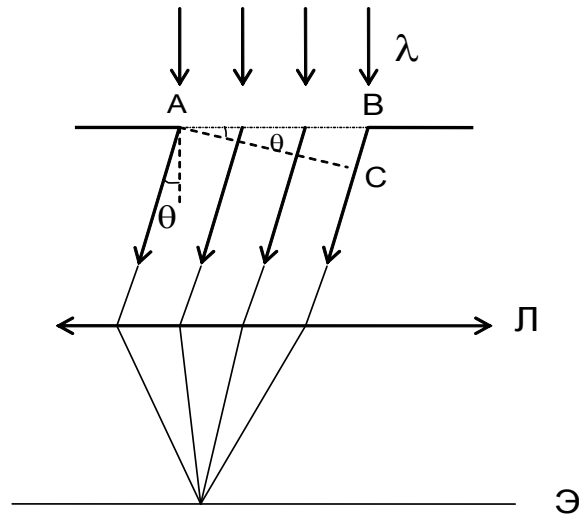


Рис. 3.7

При интерференции света от каждой пары соседних зон Френеля амплитуда результирующего колебания равна нулю. Поэтому если число зон Френеля четное $N = 2m$, $m = 1, 2, 3, \dots$, то $\Delta = m\lambda$ и в точке наложения будет наблюдаться минимум интерференционной картины. Учитывая (3.8), условие наблюдения минимумов дифракционной картины

$$a \sin \theta = \pm m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (3.9)$$

где знаки \pm учитывают симметричные относительно перпендикуляра к щели минимумы.

Между минимумами располагаются максимумы интерференционной картины. Углы, при которых наблюдаются максимумы, удовлетворяют приближенному равенству

$$a \sin \theta \approx \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots. \quad (3.10)$$

В середине симметричной дифракционной картины при $\theta = 0$, состоящей из чередующихся светлых и темных полос, при дифракции Фраунгофера всегда образуется максимум, который называют центральным дифракционным максимумом. Основная часть световой энергии, проходящей через щель, сосредоточена в центральном максимуме. Интенсивности максимумов первого и второго порядка составляют приблизительно 5% и 2% от интенсивности центрального

максимума, соответственно. Распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции, приведено на рис 3.8.

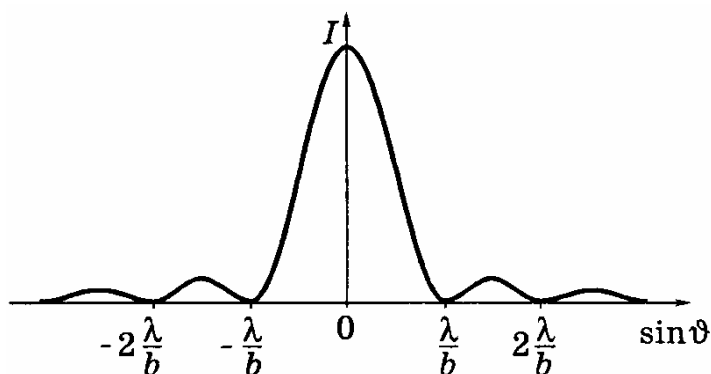


Рис. 3.8

§ 3.4 Дифракционная решетка

Дифракционная решетка является важнейшим спектральным прибором, предназначенным для разложения света в спектр и измерения длин волн. Она представляет собой стеклянную или металлическую пластинку, на которую нанесено очень много (иногда до сотен тысяч) прямых равноотстоящих штрихов одинаковой конфигурации. Таким образом, дифракционная решетка представляет собой систему параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками. Дифракционная картина на решетке определяется как результат интерференции волн, идущих от всех щелей, т. е. в решетке реализуется многолучевая интерференция волн, исходящих из щелей решетки при ее освещении. Практически дифракционную картину наблюдают в фокальной плоскости объектива (рис.3.9)

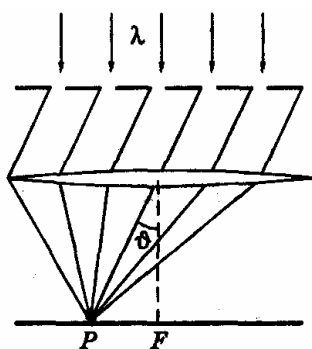


Рис 3.9

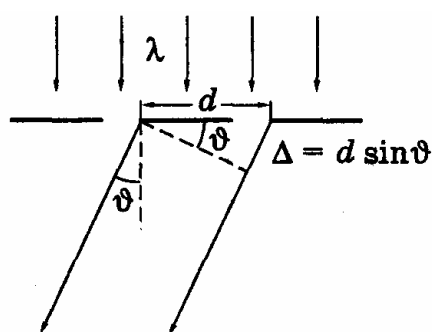


Рис.3.10

Главные максимумы. Пусть плоская монохроматическая световая волна падает на решетку нормально. Если ширина каждой щели a , а ширина непрозрачных промежутков b , то величина $d = a + b$ называется *постоянной (периодом) дифракционной решетки*. Так как щели находятся друг от друга на одинаковом расстоянии, то оптическая разность хода волн, идущих от соседних щелей $\Delta = d \sin \vartheta$ (см. рис. 3.10). Действие одной щели будет усиливать действие другой, если оптическая разность хода будет равна целому числу длин волн

$$d \sin \vartheta = \pm m \lambda, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (3.11)$$

где знаки « \pm » следуют из симметрии дифракционной картины относительно нормали решетки при $\vartheta = 0$: при знаке « $+$ » угол $\vartheta > 0$, а при знаке « $-$ » угол $\vartheta < 0$.

При углах дифракции ϑ , удовлетворяющих (3.11), колебания приходят в точку наблюдения в фазе и усиливают друг друга. Это значит, что если амплитуда колебаний от одной щели A_1 , а число щелей N , то результирующая амплитуда A и соответствующая ей интенсивность I , определяются формулами

$$A = A_1 N, \quad I = I_1 N^2. \quad (3.12)$$

Таким образом, в направлениях, определяемых уравнением (3.11), возникают максимумы, интенсивности которых в N^2 раз превосходят интенсивность от каждой щели в том же направлении. Их называют *главными максимумами m -го порядка*, а уравнение (3.11) — *условием главных максимумов*. Именно главные максимумы и представляют особый практический интерес. Они получаются тем более узкими, чем большее число штрихов содержит решетка.

Интерференционные минимумы. В тех направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и в дифракционной решетке. Поэтому минимумы интенсивности будут наблюдаться в направлениях определяемых условием (3.9)

$$a \sin \vartheta = \pm m \lambda, \quad m = 1, 2, \dots. \quad (3.13)$$

Кроме того, вследствие взаимной интерференции световых лучей, исходящих от щелей, в некоторых направлениях они будут гасить друг друга, т. е. возникнут *дополнительные минимумы*. Условие дополнительных минимумов имеет вид

$$d \sin \vartheta = \pm \frac{m'}{N} \lambda, \quad (3.14)$$

где m' может принимать все целочисленные значения кроме 0, N , $2N, \dots$ ($m' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots$), т. е. кроме тех, при которых условие (3.14) переходит в условие (3.11).

Таким образом, в случае N щелей между двумя главными максимумами располагается $N-1$ дополнительных минимумов. А между последними, в свою очередь, — *дополнительные максимумы*, интенсивность которых при достаточно большом числе щелей пренебрежимо мала (она составляет не более 5% от интенсивности главных максимумов). На рис. 3.11 представлена зависимость интенсивности дифракционной картины от угла дифракции

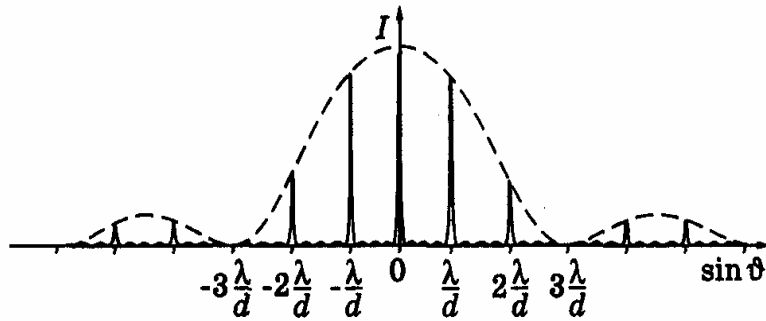


Рис. 3.11

§ 3.5 Дифракционная решетка как спектральный прибор

Из формулы (3.11), видно, что положения главных максимумов зависят от длины световой волны λ . Поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ($m=0$), разложатся в спектр. Причем наибольшее отклонение в каждом порядке испытывает красная часть спектра (более длинноволновая).

Основными характеристиками любого спектрального прибора являются *угловая дисперсия, разрешающая способность и область дисперсии*.

Угловая дисперсия D характеризует степень пространственного (углового) разделения волн с различными длинами λ . По определению

$$D = \frac{d\vartheta}{d\lambda}. \quad (3.15)$$

Дифференцируя формулу (3.11) находим для решетки $d \cos \vartheta \, d\vartheta = m d\lambda$, откуда

$$D = \frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \vartheta}. \quad (3.16)$$

Видно, что для заданного порядка m спектра угловая дисперсия тем больше, чем меньше период решетки d . Кроме того, D растет с увеличением порядка m спектра.

Разрешающая способность R определяется соотношением

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \quad (3.17)$$

где $\delta\lambda$ — наименьшая разность длин волн спектральных линий, при которой эти линии воспринимаются еще раздельно, т. е. разрешаются. Величина $\delta\lambda$ не может быть по ряду причин определена точно, а лишь ориентировочно (условно). Такой условный критерий был предложен Рэлеем. Согласно *критерию Рэля*, спектральные линии с разными длинами волн, но одинаковой интенсивности, считаются разрешенными, если главный максимум одной спектральной линии совпадает с первым минимумом другой (рис. 3.12). В этом случае между двумя максимумами возникает провал, составляющий около 20% от интенсивности в максимумах, и линии еще воспринимаются раздельно.

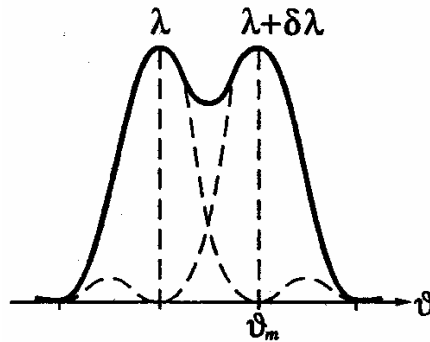


Рис. 3.12

Согласно критерию Рэля и используя формулу (3.14), необходимо чтобы максимум m -го порядка ($m' = mN$) линии с длиной волны $\lambda + \delta\lambda$ (см. рис. 3.12) совпадал по направлению с первым минимумом линии с длиной волны λ ($m' = mN + 1$), т. е.

$$d \sin \vartheta_m = m(\lambda + \delta\lambda) = \frac{mN + 1}{N} \lambda. \quad (3.18)$$

Отсюда следует, что

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN. \quad (3.19)$$

Это и есть искомая формула для разрешающей способности дифракционной решетки. Данная формула дает верхний предел разрешающей способности.

Область дисперсии $\Delta\lambda$ — это ширина спектрального интервала, при которой еще нет перекрытия спектров соседних порядков. Если спектры соседних порядков перекрываются, то спектральный аппарат становится непригодным для исследования соответствующего участка спектра.

Длинноволновой конец спектра m -го порядка совпадает с коротковолновым концом спектра $m+1$ -го порядка, если $m(\lambda + \Delta\lambda) = (m+1)\lambda$, откуда следует, что область дисперсии

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}. \quad (3.20)$$

Значит, область дисперсии $\Delta\lambda$, обратно пропорциональна порядку спектра m . При работе со спектрами низких порядков (обычно второго или третьего) дифракционная решетка пригодна для исследования излучения, занимающего достаточно широкий спектральный интервал. В этом главное преимущество дифракционных решеток перед интерференционными спектральными приборами, у которых из-за высоких порядков m область дисперсии очень мала.

Еще о дифракционных решетках. Дифракционная решетка является одним из важнейших спектральных приборов, которому наука обязана многими фундаментальными открытиями. Спектр — это по существу код, который, будучи расшифрован с помощью того или иного математического аппарата, дает возможность получить ценнейшую информацию о свойствах атомов и внутриатомных процессов.

Для адекватного решения этой задачи спектр должен быть неискаженным и четко различимым — в этом суть той сложнейшей научно-технической проблемы, которую пришлось решить, чтобы, наконец, добиться получения высококачественных дифракционных решеток.

Технология изготовления дифракционных решеток в настоящее время доведена до высокой степени совершенства. Первые высококачественные отражательные решетки были созданы Роуландом (1882). О технической сложности решаемой проблемы говорит хотя бы уже такой факт, что необходимая для этой цели делительная машина соз-

давалась в течение 20 лет!

Современные полностью автоматизированные делительные машины позволяют с помощью алмазного резца изготавливать решетки с почти строго эквидистантным расположением штрихов. Трудно даже представить, что алмазный резец при этом прочерчивает десятки километров, практически не изменяя свой профиль, — а это принципиально важно. Размеры уникальных решеток достигают 40×40 см! (Такие решетки используют в основном в астрофизике.)

В зависимости от области спектра решетки имеют различное число штрихов на 1 мм: от нескольких штрихов, начиная с инфракрасной области, до 3600 — для ультрафиолетовой. В видимой области спектра 600 — 1200 штрих/мм. Ясно, что обращение с гравированной поверхностью таких решеток требует предельной осторожности.

Вследствие высокой стоимости оригинальных гравированных решеток получили распространение *реплики*, т. е. отпечатки гравированных решеток на специальных пластмассах, покрытых тонким отражательным слоем. По качеству реплики почти не уступают оригиналам.

В 1970-х годах был разработан новый, голографический метод изготовления дифракционных решеток. В этом методе плоская подложка со светочувствительным слоем освещается двумя плоскими наклонными пучками когерентных лазерных излучений с определенной длиной волны. В области пересечения пучков образуется стационарная интерференционная картина с синусоидальным распределением интенсивности. После соответствующей обработки светочувствительного слоя получается качественная дифракционная решетка.

Отметим в заключение, что, кроме прозрачных и отражательных решеток, существуют еще и *фазовые*. Они влияют не на амплитуду световой волны, а вносят периодические изменения в ее фазу. По этой причине их и называют фазовыми. Примером фазовой решетки может служить пластмассовая кювета с прозрачной жидкостью, в которой возбуждена плоская стоячая ультразвуковая волна. Это приводит к периодическому изменению плотности жидкости, а значит ее показателя преломления и оптической разности хода. Такая структура меняет не амплитуду проходящего поперек волны света, а только фазу. Фазовые решетки также находят многочисленные практические применения.

§ 3.6 Дифракция на пространственной решетке

Дифракция света наблюдается не только на одномерной решетке. Большой интерес представляет также дифракция на пространственных (трехмерных решетках). Примером пространственной дифракционной решетки является кристаллическая решетка твердого тела. Частицы образующие эту решетку, играют роль упорядоченно расположенных центров, когерентно рассеивающих падающих на них волну. Для наблюдения дифракционной картины необходимо, чтобы постоянная решетки (расстояние между соседними частицами решетки) была того же порядка, что и длина волны падающего излучения. Постоянные кристаллических решеток ($d \sim 0.5$ нм) значительно меньше длины волны видимого света ($\lambda \sim 400 \div 500$ нм), поэтому для видимого света кристаллы являются оптически однородными средами (не рассеивающими). Для рентгеновского же излучения ($\lambda \sim 10^{-3} \div 10$ нм), наоборот, кристаллы представляют естественные дифракционные решетки. Метод расчета дифракции рентгеновского излучения в кристалле был предложен Брэггом и Вульфом. Дифракцию рентгеновского излучения можно рассматривать как результат зеркального отражения от системы параллельных кристаллических плоскостей, в которых лежат узлы кристаллической решетки. Вторичные волны, отразившись от разных атомных плоскостей, когерентны и будут интерферировать между собой. Показатель преломления всех веществ для рентгеновского излучения близок к единице, поэтому оптическая разность хода двух волн, отразившихся зеркально от соседних кристаллических плоскостей, как видно из рис. 3.13, $\Delta = |AB| + |BC| = 2d \sin \alpha$, где d — межплоскостное расстояние, α — угол скольжения.

Тогда, направления, в которых возникают дифракционные максимумы, определяются формулой Брэгга-Вульфа

$$2d \sin \alpha = \pm m\lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (3.21)$$

В кристалле можно провести множество систем атомных плоскостей в различных направлениях. Каждая система плоскостей может дать дифракционный максимум, если для нее будет выполнено условие (3.21). Однако эффективными являются только такие плоскости, в которых атомы расположены наиболее плотно.

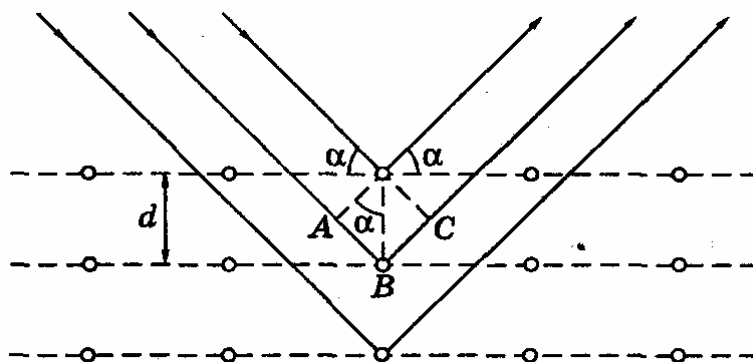


Рис. 3.13

Дифракция рентгеновских лучей от кристаллов получила развитие в двух направлениях: *рентгеновская спектроскопия* (исследование спектрального состава этого излучения) и *рентгеноструктурный анализ* (изучение структуры кристаллов).

Спектральный состав излучения, т. е. измерение его длин волн, можно определить с помощью формулы (3.21), найдя направления на максимумы при дифракции на кристалле с известной структурой.

В рентгеноструктурном анализе разработаны два метода:

1. *Метод Лауэ*, в котором узкий пучок рентгеновского излучения направляется на исследуемый монокристалл. Для каждой системы кристаллических плоскостей в излучении находится длина волны, при которой выполняется условие (3.21). В результате на помещенной за кристаллом фотопластинке получается система пятен-максимумов, так называемая *лауэграмма*. Взаимное расположение пятен отражает симметрию кристалла. А по расстояниям между максимумами и их интенсивности можно расшифровать структуру данного кристалла.

2. *Метод Дебая-Шерера*, в котором используется узкий пучок монохроматического рентгеновского излучения и образец в виде поликристалла. Исследуемый кристалл предварительно измельчают в порошок (очень мелкие кристаллики), и из него прессуется образец в виде стерженька. В большом количестве беспорядочно ориентированных кристалликов найдется множество таких, для которых условие (3.21) окажется выполненным, и дифрагированный пучок будет образовывать конус направлений — свой для каждой системы межплоскостных расстояний d и порядка дифракции m . Рентгенограмма образца, полученная по этому методу — *дебайграмма* — имеет вид системы

концентрических колец. Ее расшифровка также позволяет определить структуру кристалла.

§ 3.7 О голографии

Голографией называют способ записи и последующего восстановления структуры световых волн, основанный на явлениях дифракции и интерференции когерентных световых пучков. В отличие от обычной фотографии, голография — это принципиально новый метод получения объемных изображений предметов.

В этом методе регистрируется не оптическое изображение предмета, а интерференционная картина, возникающая при наложении световой волны, рассеянной предметом, и когерентной с ней опорной волны. Эта интерференционная картина фиксирует информацию о распределении не только амплитуд, но и фаз в предметной волне. Таким способом можно получить и зарегистрировать на фотопластинке значительно более полную информацию об объекте, нежели путем обычного фотографирования.

Идеи, лежащие в основе голографии, были высказаны и продемонстрированы на опыте Габором в 1947–48 гг. Для практической реализации голографии необходимы источники света с высокой степенью временной и пространственной когерентности. Поэтому широкое распространение она получила после создания лазеров.

Суть этого метода (голографии) можно пояснить с помощью рис. 3.14 а. Фотопластинка Φ регистрирует интерференционную картину, возникающую при наложении отраженной *предметной* волны 1, рассеянной объектом А, и когерентной с ней *опорной* волны 2. Волна 2, испускается тем же источником света, который освещает объект А, и после отражения от зеркала 3 падает непосредственно на фотопластинку Φ . Интерференционную картину, зафиксированную на фотопластинке после ее проявления, называют *голограммой*. В отличие от обычной фотографии, голограмма представляет собой мелкий и замысловатый узор из чередующихся областей различного почернения фотэмульсии.

Голограмма в закодированной форме содержит полную информацию об амплитудах и фазах рассеянной предметной волны.

Восстановление (декодирование) изображения предмета показано на рис. 3.14 б. Голограмму Γ просвечивают как диапозитив той же опорной волной 2, которая использовалась для ее получения, при-

чем при той же ориентации голограммы по отношению к опорной волне. Эта световая волна дифрагирует на голограмме, в результате чего наблюдаются два объемных изображения объекта. Мнимое изображение A' находится в том месте, где был объект A при съемке. Оно видно сквозь голограмму как через окно. Действительное изображение A'' расположено по другую сторону голограммы. Оно как бы висит в воздухе перед голограммой и является зеркальным изображением объекта.

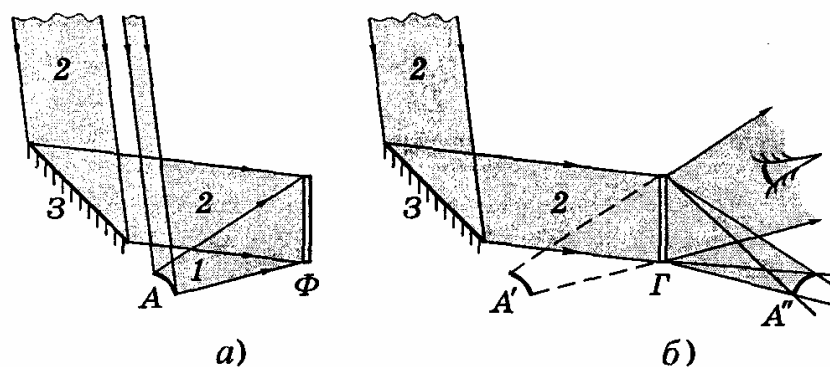


Рис. 3.14

Обычно пользуются мнимым изображением A' , которое по зрительному восприятию практически тождественно самому объекту.

Голограмма содержит информацию об амплитуде волны и ее фазе. Этого достаточно, чтобы восстановить предметную волну в том виде, в каком она была в действительности в месте расположения голограммы. Зафиксированная волна «оживает» с помощью голограммы и создает полную иллюзию реальности наблюдаемых предметов. Изменяя положение глаза, можно видеть предмет в разных ракурсах и даже заглядывать за него.

Интерференционная картина в каждой точке голограммы определяется светом, рассеянным всеми точками объекта. Поэтому каждый участок голограммы содержит информацию обо всем объекте. Если голограмма случайно разбилась, то с помощью даже небольшого ее осколка можно восстановить изображение всего объекта. Отличие будет лишь в том, что уменьшается ее разрешающая способность — менее четко и ярко будет восстанавливаться изображение. С точки

зрения надежности хранения информации голограмма значительно превосходит обычный фотонегатив.

Наконец, на одной фотопластинке можно последовательно записать несколько голограмм от разных объектов, причем изображение каждого объекта можно восстановить без помех со стороны других изображений. Это можно сделать, изменяя каждый раз, например, угол падения опорной волны.

В настоящее время голография представляет самостоятельный быстро развивающийся раздел науки и техники. Трудно даже перечислить области, где она нашла эффективное использование (включая и акустические голограммы).

Глава 4. Поляризация света

§ 4.1 Естественный и поляризованный свет

Виды поляризации. Согласно теории Максвелла — свет представляет собой поперечную электромагнитную волну: векторы напряженностей электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости распространения волны.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора \vec{E} в любой точке среды совершаются в разных направлениях, быстро и беспорядочно сменяя друг друга — называют *естественным* или *неполяризованным*. Условно это изображают, как показано на рис. 4.1 а (направление распространения света перпендикулярно плоскости рисунка).

Свет, в котором направления колебаний светового вектора \vec{E} в любой точке пространства упорядоченно каким либо образом — называют *поляризованным*. Различают линейно (или плоско) поляризованный свет, эллиптически-поляризованный и поляризованный по кругу свет.

Линейно- (или плоско-) поляризованный свет — называют свет, в котором колебания светового вектора \vec{E} происходят в одной плоскости (рис. 4.1 б). Плоскость, в которой колеблется вектор \vec{E} , называют *плоскостью поляризации* (плоскостью колебаний светового вектора).

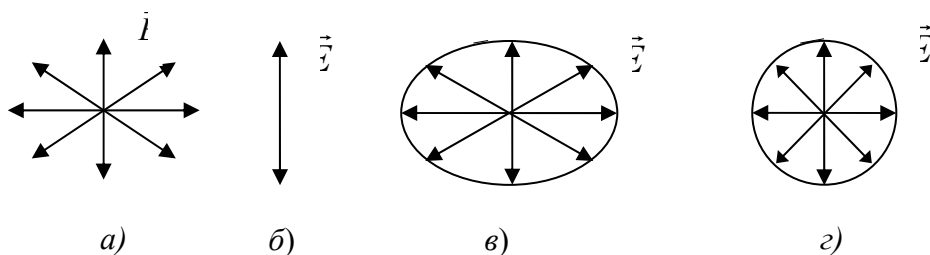


Рис. 4.1

Эллиптически поляризованным называют свет, в котором вектор \vec{E} вращается вокруг направления распространения волны, одновременно изменяясь периодически по модулю. При этом конец вектора \vec{E} описывает эллипс (рис. 4.1 в). *Поляризованный по кругу свет*, если ко-

нец вектора \vec{E} описывает окружность (рис. 4.1 з).

В зависимости от направления вращения вектора \vec{E} различают *правую* и *левую* эллиптические (или круговые) поляризации. Если смотреть навстречу распространения волны, и вектор \vec{E} при этом поворачивается по часовой стрелке, то поляризацию называют правой, в противном случае (если против часовой стрелки) — левой.

Эллиптически-поляризованная — это наиболее общий вид поляризации волны, переходящий при определенных условиях в линейную и круговую поляризацию

Волну с эллиптической поляризацией всегда можно разложить (или представить) на две взаимно перпендикулярные линейно-поляризованные волны с взаимно ортогональными плоскостями поляризации. Причем разность фаз этих двух волн сохраняется постоянной во времени. Такие волны, как мы знаем, называют когерентными. Естественный свет можно представить как наложение двух некогерентных линейно поляризованных волн с взаимно ортогональными плоскостями поляризации.

Помимо естественного и линейно-поляризованного света существует еще «промежуточный» случай — *частично-поляризованный свет*, в котором направление колебаний вектора \vec{E} также быстро и хаотически изменяется, но существует преимущественное направление колебаний. Частично-поляризованный свет можно рассматривать как смесь (сумму) естественной и линейно-поляризованной составляющих, как показано на рис. 4.2

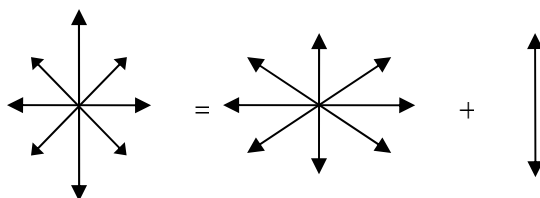


Рис. 4.2

Интенсивность частично поляризованного света, можно представить в виде

$$I = I_{\text{ест}} + I_n, \quad (4.1)$$

где $I_{\text{ест}}$ и I_n — интенсивности естественной и поляризованной составляющих.

Поляризаторы. Из естественного света можно получить линейно-поляризованный с помощью приборов, называемых *поляризаторами*. Эти приборы свободно пропускают колебания светового вектора, параллельные плоскости, которую называют *плоскостью пропускания поляризатора* (на рис. 4.3 обозначена П). Колебания же, перпендикулярные к этой плоскости, задерживаются полностью (идеальный поляризатор). Таким образом, естественный свет, прошедший через поляризатор, становится линейно-поляризованным, плоскость поляризации которого совпадает с плоскостью пропускания поляризатора. Принцип действия поляризаторов основывается на поляризации света при его отражении и преломлении света на границе двух диэлектрических сред, а также на явлениях двойного лучепреломления и дихроизма.

Закон Малюса. Поляризаторы можно использовать в качестве *анализаторов* для определения характера и степени поляризации интересующего нас света.

Пусть на анализатор падает линейно-поляризованный свет, вектор \vec{E}_0 , которого составляет угол φ с плоскостью пропускания П (рис. 4.3, где направление светового луча перпендикулярно к плоскости рисунка). Анализатор пропустит только ту составляющую вектора \vec{E}_0 , которая параллельна плоскости пропускания, т. е. $E_{\parallel} = E_0 \cos \varphi$. Так как интенсивность пропорциональна квадрату модуля светового вектора $I \sim E_{\parallel}^2$ и $I_0 \sim E_0^2$, то интенсивность света, прошедшего через анализатор

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (4.2)$$

где I_0 интенсивность падающего на анализатор линейно-поляризованного света. Свет, вышедший из анализатора, также будет линейно-поляризованный, плоскость поляризации которого совпадает с плоскостью пропускания анализатора. Соотношение (4.2) выражает собой *закон Малюса*.

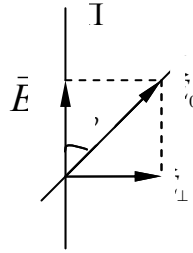


Рис. 4.3

В случае если на поляризатор падает естественный свет, то угол φ будет хаотически, очень быстро изменяться с течением времени. Так как направления колебаний светового вектора в естественном свете являются равновероятными, то интенсивность прошедшего света пропорциональна среднему значению $\cos^2 \varphi$. Так как, $\langle \cos^2 \varphi \rangle = 1/2$, то интенсивность естественного света прошедшего через поляризатор

$$I = \frac{I_0}{2}. \quad (4.3)$$

Вышедший из поляризатора свет является линейно-поляризованным.

Степень поляризации. Частично-поляризованный свет характеризуют *степенью поляризации*, которую определяют как

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (4.4)$$

где I_{\max} и I_{\min} максимальная и минимальная интенсивность частично-поляризованного света, которые можно обнаружить с помощью поляризатора.

Используя представление (4.1) для интенсивности частично-поляризованного света и закон Малюса, интенсивность частично-поляризованного света, прошедшего через поляризатор

$$I = \frac{I_{\text{ест}}}{2} + I_n \cos^2 \varphi. \quad (4.5)$$

Откуда максимальная и минимальная интенсивности

$$I_{\max} = \frac{I_{\text{ест}}}{2} + I_n, \quad I_{\min} = \frac{I_{\text{ест}}}{2}. \quad (4.6)$$

Тогда степень поляризации

$$P = \frac{I_n}{I_0}, \quad (4.7)$$

где $I_0 = I_{\text{ест}} + I_n$ интенсивность падающего на поляризатор частично-поляризованного света.

Для линейно-поляризованного света $I_{\text{ест}} = 0$ и $I_0 = I_n$, степень поляризации $P = 1$. Для естественного света $I_n = 0$ и степень поляризации $P = 0$. Это два крайних случая. Для частично-поляризованного света $0 < P < 1$.

Деполяризация. Иногда возникает обратная задача: поляризованный свет превратить в естественный, т. е. неполяризованный. Это можно достигнуть следующим образом: приготовить слой из мелко истолченного стекла (порошка). Поляризованный свет, проходящий через такой слой, претерпевает многократные отражения, в результате чего его поляризация будет разрушена.

Такую же роль играет, например, калька (полупрозрачная восковая бумага). Достаточно поместить ее за поляризатором, чтобы с помощью вращения второго поляризатора (анализатора) убедиться, что калька полностью деполяризует свет.

§ 4.2 Поляризация при отражении и преломлении света на границе двух диэлектриков

Если угол падения естественного света на границу раздела двух прозрачных диэлектриков отличен от нуля, то отраженный и преломленный пучки оказываются частично-поляризованными. В отраженном свете преобладают колебания вектора \vec{E} перпендикулярные к плоскости падения, а в преломленном свете – параллельные плоскости падения. Степень поляризации обеих волн (отраженной и преломленной) зависит от угла падения.

При некотором значении угла падения отраженный свет становится полностью поляризованным, и его плоскость поляризации (плоскость колебаний вектора \vec{E}) оказывается перпендикулярной к плоскости падения (рис. 4.4). Этот угол $\vartheta_{\text{бр}}$ удовлетворяет следующему условию:

$$\operatorname{tg} \vartheta_{\text{Бр}} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (4.8)$$

где n_1 и n_2 показатели преломления первой и второй сред. Данное соотношение называют *законом Брюстера*, а угол $\vartheta_{\text{Бр}}$ – *углом Брюстера* или *углом полной поляризации*. Точками и черточками на отраженном и преломленном лучах на рис. 4.4 показаны направления колебаний вектора \vec{E} .

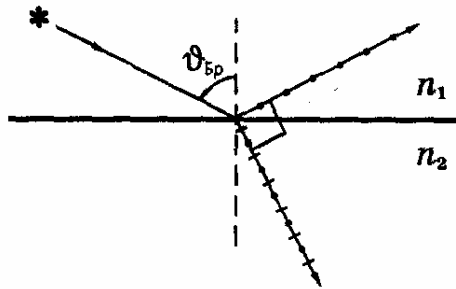


Рис. 4.4

При падении естественного света под углом Брюстера на границу раздела двух прозрачных диэлектриков, преломленная волна становится частично-поляризованной, причем степень поляризации ее оказывается максимальной.

Используя закон преломления света (1.8) и закон Брюстера (4.8) можно убедиться, что при падении света под углом Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно ортогональны.

§ 4.3 Двойное лучепреломление

Почти все прозрачные кристаллические диэлектрики оптически *анизотропны*, т. е. оптические свойства света при прохождении через них зависят от направления. Физическая природа анизотропии вещества связана с особенностями строения его молекул или особенностями самой кристаллической решетки, в узлах которой находятся атомы или ионы. Вследствие этого возникают явления, называемые *двойным лучепреломлением*. Оно заключается в том, что падающий на кристалл пучок света разделяется внутри кристалла на два пучка, распространяющиеся, вообще говоря, в различных направлениях и с разными скоростями.

Существуют кристаллы *одноосные* и *двуосные*. У одноосных кристаллов один из преломленных пучков подчиняется обычному закону преломления (1.8). Его называют *обыкновенным* и обозначают буквой или индексом *o*. Другой пучок *необыкновенный* (*e*), он не подчиняется обычному закону преломления, и даже при нормальном падении светового пучка на поверхность кристалла необыкновенный пучок может отклоняться от нормали (рис. 4.5). И, как правило, необыкновенный луч не лежит в плоскости падения.

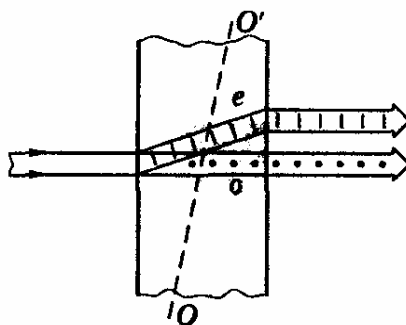


Рис. 4.5

Наиболее сильно двойное лучепреломление выражено у таких одноосных кристаллов как кварц (кристаллический), исландский шпат и турмалин. У одноосных кристаллов имеется направление — *оптическая ось* OO' , вдоль которого обыкновенная и необыкновенная волны распространяются, не разделяясь пространственно и с одинаковой скоростью. Оптическая ось OO' кристалла не является какой-то особой прямой линией. Она характеризует лишь избранное направление в кристалле и может быть проведена через произвольную точку кристалла. У двуосных кристаллов, например слюды, имеется два таких направления.

Любую плоскость, проходящую через оптическую ось, называют *главным сечением* или *главной плоскостью* кристалла. Обычно пользуются главным сечением (плоскостью), которое содержит световой луч, идущий в кристалле.

Обыкновенная и необыкновенная волны (и лучи) линейно поляризованы. Колебания вектора \vec{E} в обыкновенной волне совершаются в направлении, перпендикулярном главному сечению кристалла для

обыкновенного луча. Колебания же вектора \vec{E} в необыкновенной волне — в главном сечении кристалла для необыкновенного луча. Направления колебаний вектора \vec{E} (т. е. их плоскости поляризации) в обоих пучках показаны на рис. 4.5, где предполагается, что оба пучка и пересекающая их оптическая ось OO' лежат в плоскости рисунка. Видно, что в данном случае плоскости поляризации обеих волн (o и e) взаимно ортогональны. Заметим, что это наблюдается практически при любой ориентации оптической оси, поскольку угол между обыкновенным и необыкновенным лучами достаточно мал.

Оба луча, вышедшие из кристалла, отличаются друг от друга только направлением поляризации, так что названия «обыкновенный» и «необыкновенный» имеют смысл только внутри кристалла.

Анизотропия кристалла по-разному отражается на скорости распространения обыкновенной и необыкновенной волн. В то время как скорость v_o обыкновенного луча не зависит от направления в кристалле, скорость v_e необыкновенного луча по мере отклонения его от направления оптической оси (вдоль которой скорости обоих лучей одинаковы) будет все больше отличаться, достигая максимального различия в направлении, перпендикулярном оптической оси.

Зависимость скорости необыкновенного луча от направления связано с анизотропией кристалла, приводящей к тому, что диэлектрическая проницаемость ϵ , а значит и показатель преломления ($n = \sqrt{\epsilon}$) оказываются разными для обыкновенного и необыкновенного лучей и существенно зависят от направления луча относительно оптической оси кристалла.

Одноосные кристаллы характеризуют *показателем преломления обыкновенного луча* $n_o = c/v_o$ и *показателем преломления необыкновенного луча*, перпендикулярного оптической оси, $n_e = c/v_e$. В таблицах приводят именно эти значения n_o и n_e .

Дихроизм. Существуют кристаллы, в которых один из лучей (o или e) поглощается сильнее другого. Это явление называют *дихроизмом*. Очень сильный дихроизм присущ кристаллу турмалина (минера-

лу сложного состава). В нем обыкновенный луч практически полностью поглощается на длине около 1 мм.

Явление дихроизма используют для изготовления поляризаторов в виде светофильтров, их называют *поляроидами*. Они представляют собой тонкую ($\sim 0,1$ мм) пленку, линейно поляризующую проходящий через нее свет.

§ 4.4 Искусственное двойное лучепреломление

Обычные прозрачные тела, не обладающие двойным лучепреломлением, тем не менее, при определенном воздействии на них становятся двупреломляющими. Рассмотрим два наиболее характерных способа получения искусственного двойного лучепреломления.

Анизотропия при деформациях. При одностороннем сжатии или растяжении направление деформации становится выделенным и играет роль оптической оси. Тело становится анизотропным и двупреломляющим, разность показателей преломления которого

$$n_o - n_e = k\sigma, \quad (4.9)$$

где σ напряжение, возникающее в образце при деформации, k коэффициент, зависящий от свойств вещества.

Для наблюдения двойного лучепреломления исследуемое тело помещают между скрещенными поляризаторами, плоскости пропускания которых составляют угол 45° с направлением деформации (рис. 4.6). Если тело имеет вид пластинки или кубика, то при увеличении напряжения наблюдают усиление и ослабление прошедшего света.

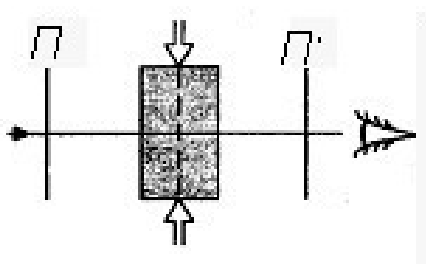


Рис. 4.6

Если же тело имеет более сложную форму, то в проходящем свете наблюдается картина в виде системы так или иначе расположенных полос с максимумами и минимумами освещенности. При изменении напряжения картина меняется. Этим пользуются при исследовании напряжений в твердых телах.

довании распределения напряжений в сложных телах (конструкциях): изготавливают геометрически подобную модель из подходящего прозрачного материала, подвергают ее нагрузке и по наблюдаемой между скрещенными поляризаторами картине судят о распределении внутренних напряжений. Этот метод значительно упрощает весьма трудоемкую работу по расчету напряжений в новых конструкциях.

Заметим, что целлофановая пленка является двупреломляющей. Полиэтиленовые же пленки становятся двупреломляющими только в результате растяжения. Это можно легко проверить на опыте.

Анизотропия в электрическом поле. Возникновение двойного лучепреломления в жидкости и в аморфных телах под воздействием электрического поля — *эффект Керра* — нашел широкое применение как в науке, так и в технике эксперимента.

Схема установки для наблюдения этого эффекта показана на рис. 4.7. Между двумя скрещенными поляризаторами Π и Π' помещают *ячейку Керра* — исследуемую жидкость между обкладками конденсатора в кювете.

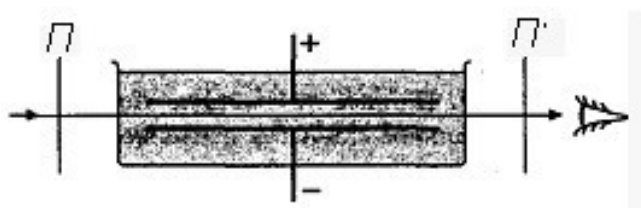


Рис. 4.7

При создании электрического поля, напряженность \vec{E} которого составляет угол 45° с плоскостями пропускания поляризаторов, среда становится оптически анизотропной, двупреломляющей, оптическая ось которой совпадает с направлением вектора \vec{E} . Возникающая разность показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн оказывается при этом равной следующему выражению:

$$n_e - n_o = B\lambda E^2, \quad (4.10)$$

где λ — длина волны света, B — *постоянная Керра*, имеющая особенно большое значение у нитробензола ($2,2 \cdot 10^{-10}$ см/В²). Для большинства веществ постоянная Керра $B > 0$, т. е. $n_e > n_o$, что соответст-

вует положительному кристаллу. Но есть и вещества, у которых $B < 0$, т. е. $n_e < n_o$ (спирт, этиловый эфир).

Эффект Керра объясняется тем, что при включении электрического поля происходит поляризация молекул и их выстраивание по полю. Это и создает анизотропию вещества с преимущественным направлением — оптической осью — вдоль электрического поля.

Наиболее важной особенностью эффекта Керра, обуславливающей его широкое применение, является весьма малая инерционность (до 10^{-12} с!). Это, в частности, позволяет осуществить практически безинерционный оптический затвор, с помощью которого изучают весьма быстро протекающие процессы (звукозапись, воспроизводство звука, скоростная фото- и киносъемка и т. д.). Кроме того, данный эффект используют для создания сверхкоротких световых импульсов, что позволяет определять, например, скорость света на базе лабораторного стола (~ 3 м!). Этот эффект используют для управления режимом работы лазеров с целью получения сверхкоротких импульсов огромной мощности и во многих других весьма тонких физических экспериментах.

§ 4.5 Вращение плоскости поляризации

Естественное вращение. Многие вещества, называемые *оптически активными*, обладают способностью поворачивать направление поляризации проходящего через них линейно-поляризованного света. Это кристаллические тела (кварц и др.), чистые жидкости (скипидар, никотин и др.) и растворы оптически активных веществ в неактивных растворителях (водные растворы сахара, винной кислоты и др.).

Если на оптически активное вещество падает линейно-поляризованный свет, то прошедший через него свет оказывается тоже линейно-поляризованным: поворотом анализатора его можно полностью погасить и установить при этом угол φ на который повернулась плоскость поляризации.

Опыт показывает, что угол поворота плоскости поляризации для оптически активных кристаллов и чистых жидкостей

$$\varphi = \alpha l, \quad (4.11)$$

для оптически активных растворов

$$\varphi = [\alpha] C l, \quad (4.12)$$

где α ($[\alpha]$) – постоянная вращения, численно равная углу поворота плоскости поляризации света слоем оптически активного вещества единичной толщины (и единичной концентрации – для растворов); C – концентрация оптически активного раствора; l – расстояние, пройденное светом в оптически активном растворе. Постоянная вращения имеет различное значение для разных веществ и, кроме того, сильно зависит от длины волны света. Так, для кварцевой пластинки толщиной в 1 мм углы поворота желтого и фиолетового света равны соответственно 20° и 50° . В ультрафиолете еще больше: при $\lambda = 215$ нм угол $\varphi = 236^\circ$. Таким образом, поворот плоскости поляризации света кварцем — это сильный эффект, и его можно легко обнаружить.

В зависимости от направления вращения плоскости поляризации, оптически активные вещества подразделяют на *право-* и *лево-вращающие*, т. е. вращающие по или против часовой стрелки, если смотреть навстречу световому пучку. Заметим, что все оптически активные вещества существуют в двух разновидностях — право- и левовращающие.

Вращательная способность кварца связана с его кристаллической структурой, так как расплавленный кварц не обладает оптической активностью. Для оптически же активных жидкостей и аморфных тел эффект вращения обусловлен асимметрическим строением самих молекул.

Опыт показывает, что при изменении направления распространения света на противоположное поворот плоскости поляризации происходит в обратную сторону. Другими словами, направление вращения (правое или левое) «привязано» к направлению луча. Поэтому при прохождении света сквозь активную среду, отражении его от зеркала и вторичного прохождения через ту же среду назад направление линейной поляризации восстанавливается.

Измерение угла поворота плоскости поляризации лежит в основе методов определения концентрации оптически активных веществ. Этим пользуются, в частности, для определения концентрации сахара в производственных растворах и биологических объектах (кровь, моча).

Магнитное вращение. Способность поворачивать плоскость поляризации приобретают даже оптически неактивные вещества, если их поместить в продольное магнитное поле (*эффект Фарадея*). Схема установки для наблюдения этого эффекта состоит из соленоида с ис-

следуемым веществом, который помещен между двумя скрещенными поляризаторами (угол между плоскостями пропускания равен девяносто градусов). Создание магнитного поля приводит к просветлению поля зрения. Поворотом плоскости пропускания анализатора добиваются затемнения, и таким образом находят угол поворота плоскости поляризации:

$$\varphi = V l H, \quad (4.13)$$

где V – постоянная Верде, зависит от рода вещества, его физического состояния и длины волны света; l – длина пути света в веществе; H – напряженность магнитного поля.

Направление вращения связано только с направлением магнитного поля \vec{H} . От направления луча направление вращения не зависит. Поэтому при отражении луча зеркалом и возвращении его в исходную точку поворот плоскости поляризации удваивается (в отличие от естественного вращения). Это свойство позволяет увеличить угол поворота удлинением пути света в образце за счет многократных отражений от посеребренных поверхностей образца.

Знак вращения условно считают, если смотреть вдоль магнитного поля (вдоль вектора \vec{H}). Для подавляющего большинства веществ вращение происходит вправо (т. е. правый винт относительно вектора \vec{H}). Такие вещества называют *положительными*. Встречаются, однако, и *отрицательные* вещества, вращающие влево (т. е. левый винт относительно вектора \vec{H}).

Тот факт, что направление вращения в магнитном поле связано только с направлением вектора \vec{H} , позволяет осуществить так называемый *оптический вентиль*, который способен пропускать свет только в одном направлении.

Малая инерционность эффекта Фарадея ($\sim 10^{-9}$ с) позволяет использовать его для модуляции света, для создания оптического затвора и т. п.

Глава 5. Взаимодействие света с веществом

§ 5.1 Дисперсия света

Дисперсией света называют это явления, обусловленные зависимостью показателя преломления вещества от частоты (или длины волны):

$$n = f(\omega), \quad (5.1)$$

где $\omega = 2\pi\nu$ – частота света. Производную $dn/d\omega$ называют *дисперсией вещества*. Если при увеличении частоты показатель преломления увеличивается ($dn/d\omega > 0$), то дисперсию называют *нормальной*, а если уменьшается ($dn/d\omega < 0$), то *аномальной*. Область аномальной дисперсии совпадает с полосой поглощения.

Дисперсию света можно объяснить на основе электромагнитной теории света и электронной теории вещества. Согласно электромагнитной теории Максвелла показатель преломления

$$n = \sqrt{\varepsilon}, \quad (5.2)$$

где диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon = 1 + \chi$. Диэлектрическая восприимчивость χ определяет поляризованность среды (дипольный момент единицы объема): $P = \chi\varepsilon_0 E$, где ε_0 – электрическая постоянная, E – напряженность электрического поля. Таким образом

$$\varepsilon = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}. \quad (5.3)$$

Поляризованность среды $P = n_0 p$, где n_0 – концентрация атомов, p – дипольный момент одного атома. Каждый атом представляет собой ядро, окруженное быстро движущимися электронами. Принято говорить, что ядро с зарядом q окружено электронным облаком с зарядом $-q$.

В отсутствии внешнего поля E центр электронного облака совпадает с ядром, и дипольный момент атома равен нулю. При наличии

же внешнего электрического поля электронное облако смещается относительно практически неподвижного ядра, и возникает дипольный момент $p = qx$, где x – смещение центра облака из положения равновесия, т. е. относительно ядра. Тогда

$$n = \sqrt{1 + \frac{n_0 qx}{\varepsilon_0 E}}. \quad (5.4)$$

Таким образом, задача сводится к нахождению смещения $x(t)$ под действием электрического поля электромагнитной волны. Для этого запишем уравнения движения электронного облака. На облака действуют силы: $F = -kx$ – возвращающая сила; $F_c = -r\dot{x}$ – сила сопротивления, обусловленная чем-то вроде «трения» облака о ядро, пропорциональная скорости смещения $v = \dot{x} = dx/dt$; $F_e = qE = qE_m \cos \omega t$ – вынуждающая сила, действующая со стороны электромагнитной волны частотой ω . Учитывая, что ускорение смещения $a = \ddot{x} = d^2x/dt^2$, уравнение движения электронного облака (второй закон Ньютона) имеет вид

$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x} + qE_m \cos \omega t. \quad (5.5)$$

где m – масса электронного облака. Разделив уравнение (5.5) на m , приведем его к виду

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = f_m \cos \omega t, \quad (5.6)$$

где $\beta = r/2m$, $\omega_0^2 = k/m$, $f_m = qE_m/m$.

Решение уравнения (5.6) подробно рассматривалось в теории колебаний. Для теории дисперсии имеет значение частное (установившееся) решение уравнения (5.6)

$$x = a \cos(\omega t - \varphi), \quad (5.7)$$

где a – амплитуда колебаний, φ – разность фаз между смещением x и напряженностью электрического поля E

$$a = \frac{f_m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{2\beta \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (5.8)$$

Ограничимся простейшим случаем, когда $2\beta\omega \ll (\omega_0^2 - \omega^2)$, т. е. когда вынуждающая частота поля ω не очень близка к собственной частоте ω_0 колебаний электронного облака и коэффициент β , характеризующий затухание, достаточно мал. В этом случае

$$x(t) = \frac{f_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t. \quad (5.9)$$

Подставляя это выражение в (5.4) и учитывая, что $E = E_m \cos \omega t$, получим

$$n = \sqrt{1 + \frac{b}{\omega_0^2 - \omega^2}}, \quad (5.10)$$

где $b = n_0 q^2 / \epsilon_0 m$.

Разрыв функции $n(\omega)$ при $\omega = \omega_0$ и обращение ее в бесконечность не имеют физического смысла, это получилось вследствие игнорирования затухания ($\beta \rightarrow 0$). Если же его учесть, то ход кривой n от ω будет как показано на рис. 5.1 и достаточно хорошо подтверждается экспериментальными данными. Зависимость $\alpha(\omega)$ (коэффициента поглощения α от частоты ω) характеризует полосу поглощения, имеет максимум при $\omega = \omega_0$. Как раз с ней совпадает область аномальной дисперсии.

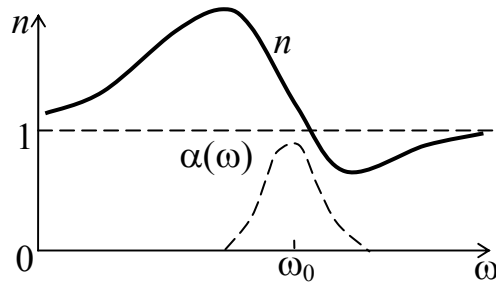


Рис. 5.1

Заметим, что собственных частот ω_0 может быть несколько в атоме, соответственно будет несколько областей аномальной дисперсии. Кроме того, как видно из рис. 5.1, при $\omega > \omega_0$ показатель прелом-

ления меньше единицы, а это значит, что фазовая скорость электромагнитной волны $v = c/n$ оказывается больше скорости света в вакууме c ! Никакого противоречия с теорией относительности здесь нет. Последняя утверждает, что скорость сигнала не может превышать скорость света. Понятие же показателя преломления применимо к монохроматическим электромагнитным волнам, бесконечным в пространстве и во времени. Такие волны не могут служить для передачи сигнала, а кроме того, их в принципе невозможно осуществить.

§ 5.2 Групповая скорость

Волновой пакет. Строго монохроматическая волна — это идеализация. Таких волн в природе нет. Любая реальная волна, согласно теореме Фурье, может быть представлена как суперпозиция монохроматических волн с различными амплитудами и частотами ω в некотором интервале $\Delta\omega$. Суперпозицию волн, мало отличающихся друг от друга по частотам ($\Delta\omega \ll \omega$), называют *волновым пакетом* или *группой волн*. Вид волнового пакета в некоторый момент времени показан на рис. 5.2. В его пределах монохроматические составляющие усиливают друг друга, вне пакета практически гасят друг друга.

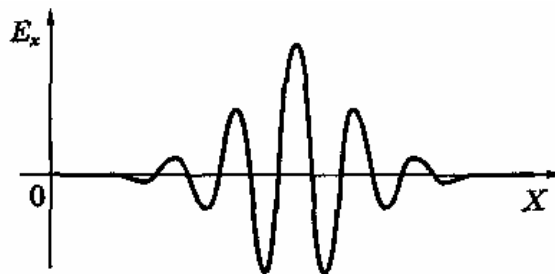


Рис. 5.2

Вакуум, как показали тщательные исследования, дисперсией не обладает. Поэтому, все монохроматические волны, образующие пакет, распространяются в вакууме с одинаковой фазовой скоростью

$$v = \frac{\omega}{k}, \quad (5.11)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. С такой же скоростью распространяется в вакууме и сам волновой пакет, не изменяя своей формы.

Групповая скорость. В диспергирующей же среде волновой пакет расплывается, поскольку скорости его монохроматических со-

ставляющих отличаются друг от друга, и понятие скорости такой волны требует уточнения.

Если дисперсия достаточно мала, расплывание волнового пакета происходит не слишком быстро. В этом случае волновому пакету можно приписать скорость u , с которой перемещается его «центр тяжести» (место с максимальной амплитудой рис. 5.2). Это так называемая *групповая скорость*. Соответствующий расчет дает, что групповая скорость определяется как

$$u = \frac{d\omega}{dk}. \quad (5.12)$$

Выражение для групповой скорости можно представить в ином виде. Так как, $\omega = \upsilon k$, то

$$u = \frac{d(\upsilon k)}{dk} = \upsilon + k \frac{d\upsilon}{dk}. \quad (5.13)$$

Учитывая, что $k = 2\pi/\lambda$ и $dk = -(2\pi/\lambda^2)d\lambda$, где λ – длина волны в среде, выражение (5.13) можно переписать

$$u = \upsilon - \lambda \frac{d\upsilon}{d\lambda}. \quad (5.14)$$

Это так называемая *формула Рэлея*. В области нормальной дисперсии $d\upsilon/d\lambda > 0$ и групповая скорость меньше фазовой $u < \upsilon$. В отсутствии дисперсии $d\upsilon/d\lambda = 0$, и групповая скорость совпадает с фазовой $u = \upsilon$.

В некоторых случаях групповая скорость, вычисленная по приведенным выше формулам, оказывается больше скорости света в вакууме. Так будет, например, в области аномальной дисперсии. Это не противоречит теории относительности, ибо групповая скорость выражает скорость сигнала лишь тогда, когда волновой импульс в процессе распространения практически не изменяет своей формы. В области же аномальной дисперсии импульс сильно деформируется, и групповая скорость в таких условиях утрачивает определенное физическое содержание. И в тех случаях, когда групповая скорость имеет смысл

(т. е. электромагнитный импульс распространяется не расплываясь), она совпадает со скоростью распространения энергии.

§ 5.3 Поглощение света

Поглощением света называют явление уменьшение энергии световой волны при ее распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии (во внутреннюю энергию вещества). Интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается — свет поглощается в веществе. Поглощение света можно описать с энергетической точки зрения, не вникая в механизм взаимодействия света с атомами вещества.

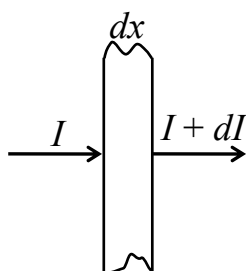


Рис. 5.3

Пусть через однородное вещество распространяется параллельный световой пучок. Выделим мысленно в этом веществе бесконечно тонкий плоский слой толщины dx (рис. 5.3). При прохождении этого слоя интенсивность света уменьшится на dI . Эта величина будет пропорциональна интенсивности I и толщине dx , т. е.

$$dI = -\alpha I dx, \quad (5.15)$$

где α — *коэффициент поглощения*, он характеризует поглощающие свойства вещества. Разделив переменные, получим: $dI/I = -\alpha dx$. После интегрирования в пределах от I_0 до I и от 0 до x , где I_0 интенсивность света на входе поглощающего слоя толщиной x , найдем интенсивность прошедшего через слой света

$$I = I_0 e^{-\alpha x}. \quad (5.16)$$

Таким образом, интенсивность света при прохождении однородного вещества уменьшается по экспоненциальному закону. Это ут-

верждение называют *законом Бугера*.

Для всех веществ поглощение имеет селективный характер, т. е. коэффициент поглощения α зависит от частоты или длины волны света. Типичная зависимость $\alpha(\omega)$ показана на рис. 5.1.

В заключении отметим, что можно создать такое состояние атомов вещества, при котором коэффициент α становится отрицательным, и прохождение света через вещество в таком (инверсионном) состоянии сопровождается усилением его интенсивности. Именно это и осуществляется в лазерах.

§ 5.4 Рассеяние света

С классической точки зрения рассеяние света состоит в том, что световая волна, проходящая через вещество, вызывает колебания электронов в атомах (молекулах). Эти электроны возбуждают вторичные волны, распространяющиеся по всем направлениям. При этом вторичные волны оказываются когерентными между собой и поэтому интерферируют. Теоретический расчет приводит к следующему выводу: в случае однородной среды вторичные волны полностью гасят друг друга во всех направлениях, кроме направления распространения первичной волны. В силу этого перераспределения света по направлениям, т. е. рассеяния света в однородной среде не происходит. Иначе обстоит дело при распространении света в неоднородной среде. В этом случае световые волны, дифрагируя на мелких неоднородностях среды, дают дифракционную картину в виде довольно равномерного распределения интенсивности по всем направлениям. Это явление и называют *рассеянием света*.

Примерами таких сред с явно выраженной оптической неоднородностью могут служить так называемые *мутные среды*. К их числу относятся аэрозоли (дым, туман), коллоидные растворы, матовые стекла и др., содержащие мелкие частицы, показатель преломления которых отличается от показателя преломления окружающей среды.

Рассеяние света в мутных средах на неоднородностях, размеры которых малы по сравнению с длиной волны λ , можно наблюдать, например, при прохождении яркого светового пучка через слой воздуха

с мелкими частичками дыма или через сосуд с водой, в которую добавлено немного молока. Если мутную воду освещать пучком белого света, то при наблюдении сбоку – в рассеянном свете – среда кажется голубой, т. е. обнаруживается преобладание коротковолновой части спектра. В свете же, прошедшем сквозь достаточно толстый слой мутной среды, обнаруживается преобладание длинноволновой части спектра, и среда кажется красноватой.

Причина такого явления состоит в том, что электроны, совершающие вынужденные колебания в атомах электрически изотропной частицы малого размера (не более $0,1\lambda$), эквивалентны одному колеблющемуся диполю. Этот диполь колеблется с частотой падающей на него световой волны ν , а интенсивность излучаемого им света пропорциональна ν^4 . Поэтому для рассеянного света справедлив *закон Рэлея*, согласно которому интенсивность рассеянного света

$$I \sim \nu^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}. \quad (5.17)$$

Из него следует, что коротковолновая часть спектра рассеивается значительно более интенсивно, нежели длинноволновая. Голубой свет, частота которого примерно в 1,5 раза больше частоты красного света, рассеивается почти 5 раз интенсивнее, чем красный. Это и объясняет голубой цвет рассеянного света и красноватый — прошедшего.

Если размеры неоднородностей сравнимы с длиной волны света, то электроны в различных местах неоднородности колеблются уже не синфазно. Это усложняет явление рассеяния и приводит к другим закономерностям: закон Рэлея нарушается, интенсивность рассеянного света становится пропорциональной всего лишь квадрату частоты, $I \sim \nu^2 \sim 1/\lambda^2$.

Если же размеры неоднородностей значительно больше световой длины волны, то спектральный состав рассеянного света практически совпадает со спектральным составом первичного пучка. Этим объясняется, например, белый цвет облаков.

Даже тщательно очищенные от посторонних примесей и загрязнений жидкости и газы в некоторой степени рассеивают свет. М. Смолуховский выяснил, что причиной оптических неоднородностей в этом случае являются флуктуации плотности. Имеются в виду отклонения в пределах малых объемов плотности от ее среднего значения, возникающие в процессе хаотического теплового движения молекул

среды. Рассеяние света, обусловленное этими флуктуациями плотности, называют *молекулярным рассеянием*.

Молекулярным рассеянием объясняется голубой цвет неба. Непрерывно возникающие в атмосфере флуктуации плотности в малых объемах приводят согласно закону Рэлея к тому, что синие и голубые составляющие солнечного света рассеиваются сильнее, чем желтые и красные. При восходе и заходе Солнца прямой солнечный свет проходит через большую толщу атмосферы, и при этом большая доля коротковолновой части спектра теряется на рассеяние. Из прямого света до поверхности Земли доходит преимущественно красная составляющая спектра. Вот почему при восходе и заходе Солнце кажется красным. Аналогично объясняется и красный цвет зари.

Эффект, связанный с молекулярным рассеянием света, зависит от температуры: с ее ростом он увеличивается, и это подтверждает эксперимент.

В результате рассеяния интенсивность узкого светового пучка убывает в направлении распространения быстрее, чем в случае одного лишь поглощения. Поэтому для мутной среды в выражении (5.16) вместо коэффициента поглощения α должен стоять *коэффициент ослабления*

$$\mu = \alpha + \alpha', \quad (5.18)$$

где α' – *коэффициент экстинкции*, связанный с рассеивающими свойствами среды. Тогда интенсивность пучка будет изменяться с проходным расстоянием x как

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (5.19)$$

Отметим, что эта зависимость относится к узкому световому пучку.

Квантовая природа излучения

В квантовой теории света рассматриваются оптические явления, в которых проявляется корпускулярная природа света (тепловое излучение, фотоэффект, эффект Комптона).

Глава 6. Тепловое излучение

§ 6.1 Тепловое излучение и его характеристики.

Формула Планка

Из опыта следует, что все нагретые тела излучают электромагнитные волны. Физическая природа такого излучения заключается в преобразовании энергии теплового движения молекул и атомов вещества в энергию излучения. Излучение, обусловленное движением молекул и атомов, называют *тепловым излучением*.

Тепловое излучение может быть *равновесным*, т. е. тело в единицу времени излучает столько же энергии, сколько и поглощает, при этом температура тела не изменяется. Если в единицу времени тело больше излучает, чем поглощает (или наоборот), то температура тела начнет понижаться (или повышаться). В результате будет ослабляться (или возрастать) количество излучаемой энергии, пока не установится равновесие.

Тепловое излучение характеризуют энергетической светимостью (излучательностью) и испускательной способностью (спектральной плотностью энергетической светимости).

Энергетическая светимость – энергия, испускаемая в единицу времени единицей площади

$$R_T = \frac{dW}{dSdt}. \quad (6.1)$$

Испускательная способность – энергия, испускаемая в единицу времени единицей площади и приходящаяся на единичный интервал длин волн

$$r_{\lambda,T} = \frac{dW}{dS d\lambda dt}. \quad (6.2)$$

Энергетическая способность и испускательная способность связаны соотношением

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda. \quad (6.3)$$

Способность тел поглощать падающее на них излучение характеризуется *поглощательной способностью*, показывающей какая доля энергии, приносимой за единицу времени на единицу площади, поглощается телом:

$$a_{\lambda,T} = \frac{dW_{\lambda}^{\text{погл}}}{dW_{\lambda}^{\text{пад}}}, \quad (6.4)$$

где $dW_{\lambda}^{\text{пад}}$ – энергия, которая падает на тело, $dW_{\lambda}^{\text{погл}}$ – энергия, поглощаемая телом.

Часть падающего на тело излучения отразится от него. Долю энергии излучения, отраженного от тела, называют *коэффициентом монохроматического отражения* (отражательной способностью):

$$\rho_{\lambda,T} = \frac{dW_{\lambda}^{\text{отр}}}{dW_{\lambda}^{\text{пад}}}, \quad (6.5)$$

где $dW_{\lambda}^{\text{отр}}$ – энергия, отражаемая телом.

Между поглощательной способностью и коэффициентом монохроматического отражения существует очевидная связь $dW_{\lambda}^{\text{пад}} = dW_{\lambda}^{\text{погл}} + dW_{\lambda}^{\text{отр}}$

$$a_{\lambda,T} + \rho_{\lambda,T} = 1. \quad (6.6)$$

Тело, для которого во всем спектральном диапазоне $\rho_{\lambda,T} = 0$ и $a_{\lambda,T} = 1$, т. е. тело, способное поглощать все падающее на него излучение, называют *абсолютно черным телом*. В природе абсолютно черных тел нет, однако такие тела, как сажа, платиновая чернь, черный бархат и некоторые другие, в определенном интервале длин волн по своим свойствам близки к абсолютно черному телу.

Идеальной моделью абсолютно черного тела является замкнутая

полость с небольшим отверстием, внутренняя поверхность которой зачернена рис. 6.1. Луч света, попавший внутрь такой полости, испытывает многократные отражения от стенок и в результате полностью поглощается. Вследствие этого окна домов со стороны улицы кажутся темными, хотя внутри комнат достаточно светло из-за отражения света от стен.

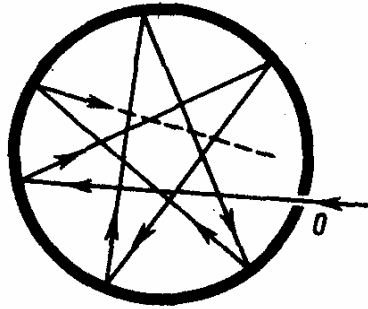


Рис. 6.1

Тела для которых поглощательная способность меньше единицы и не зависит от длины волны ($a_{\lambda,T} = a_T < 1$) называют *серыми*.

Испускательную способность абсолютно черного тела будем обозначать $\varepsilon_{\lambda,T}$. Правильное, согласующееся с опытными данными выражение для испускательной способности абсолютно черного тела было найдено в 1900 г. М. Планком. Для этого ему пришлось отказаться от установившегося положения классической физики, согласно которому энергия любой системы может изменяться на произвольную величину (непрерывно), т. е. принимать любые значения. Согласно выдвинутой Планком *квантовой гипотезе*, излучение и поглощение электромагнитных волн веществом происходит не непрерывно, как этого требует классическая физика, а конечными порциями энергии, которые называют *квантами*. Энергия кванта пропорциональна частоте ν , излучаемого или поглощаемого излучения

$$\varepsilon_0 = h\nu = h \frac{c}{\lambda}, \quad (6.7)$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка и использована связь между частотой и длиной волны $\nu = c/\lambda$. Формула Планка имеет вид

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/kT\lambda} - 1}, \quad (6.8)$$

где k – постоянная Больцмана. График зависимости $\varepsilon_{\lambda,T}$ от длины волны при различных температурах показан на рис. 6.2.

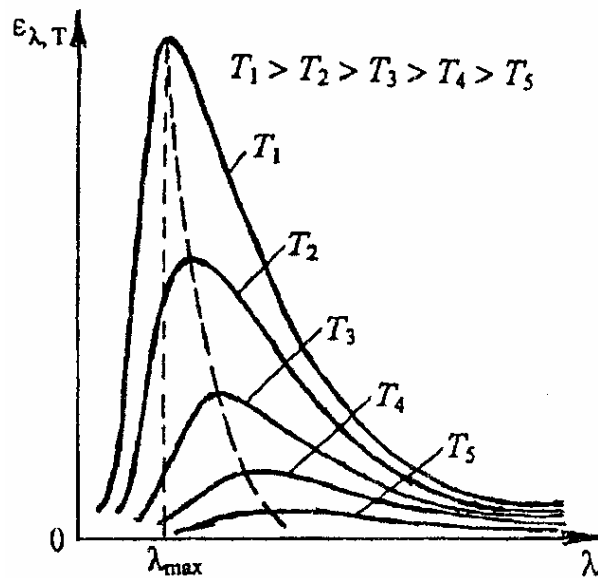


Рис. 6.2

§ 6.2 Закон Кирхгофа

Кирхгоф, опираясь на второй закон термодинамики и анализируя условия равновесного излучения в изолированной системе тел, установил количественную связь между испускательной способностью тела $r_{\lambda,T}$ и его поглощательной способностью $a_{\lambda,T}$.

Пусть тело входит в состав термодинамически равновесной системы, находящейся при температуре T . Согласно (6.2) энергия, излучаемая телом в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ с площади dS за время dt

$$dW = r_{\lambda,T} dS dt d\lambda. \quad (6.9)$$

Используя (6.4), за то же время на том же участке поверхности тела поглощается часть энергии падающего на эту поверхность равновесного излучения

$$dW_{\lambda}^{\text{погл}} = a_{\lambda,T} dW_{\lambda}^{\text{пад}}. \quad (6.10)$$

Так как излучение равновесное, $dW = dW_{\lambda}^{\text{погл}}$, то

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = \frac{dW_{\lambda}^{\text{пад}}}{dS dt d\lambda}. \quad (6.11)$$

Таким образом, данное отношение численно равно энергии падающей в единицу времени на единицу площади и приходящейся на единичный интервал длин волн. При равновесном излучении, плотность энергии излучения достигает определенной величины, соответствующей определенной температуре тел. Такое состояние излучения в пространстве между телами остается неизменным во времени. Оно находится в термодинамическом равновесии с телами, имеющими определенную температуру. Поэтому на любое тело будет падать в единицу времени на единицу площади в единичном интервале длин волн одинаковое количество энергии. Так что отношение испускательной способности к поглощательной способности не зависит от природы тела, а определяется длиной волны равновесного излучения и температурой тел. Это утверждение и называют *законом Кирхгофа*.

Так как, для абсолютно черного тела $a_{\lambda,T} = 1$ и $r_{\lambda,T} = \varepsilon_{\lambda,T}$, то

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{dW_{\lambda}^{\text{пад}}}{dS dt d\lambda}. \quad (6.12)$$

Таким образом, энергия равновесного излучения падающего в единицу времени на единицу площади тела в единичном интервале длин волн численно равна испускательной способности абсолютно черного тела. Следовательно, закон Кирхгофа примет вид

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = \varepsilon_{\lambda,T}. \quad (6.13)$$

Из закона Кирхгофа следует, что:

- 1) испускательная способность абсолютно черного тела $\varepsilon_{\lambda,T}$ является универсальной функцией длины волны λ и температуры T ;
- 2) испускательная способность любого тела всегда меньше испускательной способности абсолютно черного тела;
- 3) любое тело при данной температуре излучает электромагнитные волны той частоты, которые оно поглощает при этой же температуре.

Закон Кирхгофа описывает только тепловое излучение, являясь настолько характерным для него, что может служить надежным критерием для определения природы излучения. Излучение, которое закону Кирхгофа не подчиняется, не является тепловым.

§ 6.3 Законы Стефана-Больцмана и смещения Вина

Й. Стефан, анализируя экспериментальные данные, и Л. Больцман, применяя законы термодинамики, установили зависимость энергетической светимости абсолютно черного тела от температуры. Согласно *закону Стефана-Больцмана* энергетическая светимость абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени температуры:

$$R_T^q = \sigma T^4. \quad (6.14)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – постоянная Стефана-Больцмана.

Закон Стефана-Больцмана можно получить из формулы Планка (6.8). Используя (6.3)

$$R_T^q = \int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = \int_0^\infty \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/kT\lambda} - 1} d\lambda = \frac{2\pi k^4}{c^2 h^3} T^4 \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \sigma T^4, \quad (6.15)$$

где была выполнена замена переменных в интеграле $x = hc/(kT\lambda)$. Учитывая, что

$$\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}, \quad (6.16)$$

найдем постоянную Стефана-Больцмана

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}. \quad (6.17)$$

Подстановка числовых значений k , c и h дает для постоянной Стефана-Больцмана значение, хорошо согласующееся с экспериментальными данными.

Используя закон Кирхгофа, энергетическая светимость серого тела ($a_{\lambda,T} = a_T$)

$$R_T^c = \int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda = a_T \int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = a_T \sigma T^4. \quad (6.18)$$

Из вида экспериментальной зависимости функции $\varepsilon_{\lambda,T}$ от длины волны λ при различных температурах (рис. 6.2) следует, что распределение энергии в спектре черного тела является неравномерным. Все кривые имеют ярко выраженный максимум, который по мере повы-

шения температуры смещается в сторону более коротких волн. В. Вин, опираясь на законы термодинамики, установил зависимость длины волны λ_{\max} , соответствующей максимуму функции $\varepsilon_{\lambda,T}$ от температуры T . Согласно *закону смещения Вина*

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (6.19)$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина. Закон Вина объясняет, почему при понижении температуры нагретых тел в их спектре все сильнее преобладает длинноволновое излучение (например, переход белого каления в красное при остывании металла).

Закон смещения Вина также может быть получен из формулы Планка (6.8). Максимум функции $\varepsilon_{\lambda,T}$ найдем из уравнения

$$\frac{\partial \varepsilon_{\lambda,T}}{\partial \lambda} = 0. \quad (6.20)$$

Отсюда

$$xe^x - 5(e^x - 1) = 0, \quad (6.21)$$

где $x = hc/(kT\lambda_{\max})$. Решение этого трансцендентного уравнения $x = 4,965$. Тогда

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{4,965kT} = \frac{b}{T}, \quad (6.22)$$

где постоянная Вина

$$b = \frac{hc}{4,965k}. \quad (6.23)$$

Зная универсальные постоянные h , k и c , из формул (6.17), (6.23) можно вычислить постоянные Стефана-Больцмана σ и Вина b . С другой стороны, зная экспериментальные значения σ и b можно вычислить значения h и k (именно так и было впервые найдено числовое значение постоянной Планка). Таким образом, формула Планка не только хорошо согласуется с экспериментальными данными, но и содержит в себе частные законы теплового излучения, а также позволяет вычислить постоянные в законах теплового излучения.

§ 6.4 Оптическая пирометрия

Законы теплового излучения используются для измерения температуры раскаленных и самосветящихся тел (например, звезд). Совокупность оптических методов измерения высоких температур, основанных на законах теплового излучения, называются *оптической пирометрией*. Приборы, применяемые для этого, называют *пирометрами*. В зависимости от того, какой закон теплового излучения используется при измерении температуры тел, различают радиационную, цветовую и яркостную температуры.

Радиационной температурой T_p тела называют температуру абсолютно черного тела, при которой его энергетическая светимость $R_T^ч$ равна энергетической светимости R_T исследуемого тела. В данном случае регистрируется энергетическая светимость исследуемого тела и по закону Стефана – Больцмана (6.14), вычисляется радиационная температура:

$$T_p = \sqrt[4]{\frac{R_T}{\sigma}}. \quad (6.24)$$

Радиационная температура T_p тела всегда меньше его истинной температуры T . Например, энергетическая светимость серого тела

$$R_T^с = a_T R_T^ч = a_T \sigma T^4. \quad (6.25)$$

С другой стороны

$$R_T^с = \sigma T_p^4. \quad (6.26)$$

Из сравнения этих выражений следует, что

$$T_p = \sqrt[4]{a_T} T. \quad (6.27)$$

Так как $a_T < 1$, то $T_p < T$, т. е. истинная температура всегда выше радиационной.

Цветовой температурой $T_ц$ тела называется температура абсолютно черного тела, при которой оно имеет распределение энергии в спектре, наиболее близкое к распределению энергии испытуемого тела при данной температуре. Ее измерение сводится к определению λ_{\max} из кривой распределения энергии и вычислению температуры из

закона смещения Вина

$$T_{\text{ц}} = \frac{b}{\lambda_{\text{max}}} . \quad (6.28)$$

Яркостной температурой $T_{\text{я}}$ данного тела называют температуру абсолютного черного тела, при которой для определенной длины волны его излучательная способность равна излучательной способности данного тела, т. е.

$$r_{\lambda,T} = \varepsilon_{\lambda,T_{\text{я}}} , \quad (6.29)$$

где T истинная температура тела. Используя закон Кирхгофа

$$\varepsilon_{\lambda,T_{\text{я}}} = a_{\lambda,T} \varepsilon_{\lambda,T} . \quad (6.30)$$

Так как $a_{\lambda,T} < 1$, то $\varepsilon_{\lambda,T_{\text{я}}} < \varepsilon_{\lambda,T}$ и, следовательно, $T_{\text{я}} < T$, т. е. истинная температура тела всегда выше яркостной.

Глава 7. Квантовая оптика

§ 7.1 Фотоэлектрический эффект. Фотоны

Квантовая гипотеза Планка была оценена по достоинству и получила дальнейшее развитие, прежде всего в работах Эйнштейна. Он первый указал на то, что кроме теплового излучения существуют и другие явления, которые можно объяснить на основе квантовой гипотезы.

В 1905 г. Эйнштейн выдвинул гипотезу *световых квантов*. Он предположил, что дискретный характер присущ не только процессам испускания и поглощения света, но и самому свету. Гипотеза о корпускулярных свойствах света позволила объяснить результаты экспериментов по фотоэффекту, совершенно непонятные с позиций классической электромагнитной теории.

Фотоэлектрическим эффектом, или *фотоэффектом* называют испускание электронов веществом под действием света. Различают *внешний* и *внутренний* фотоэффект. При внешнем фотоэффекте электроны освобождаются светом из поверхностного слоя вещества и переходят в другую среду. При внутреннем фотоэффекте оптически возбужденные электроны остаются внутри освещаемого тела, не нарушая электрическую нейтральность последнего. Исследование закономерностей фотоэффекта проводят на установке, схематически показанной на рис. 7.1. При освещении катода K , изготовленного из исследуемого материала, монохроматическим светом, из катода вырываются электроны, которые называют *фотоэлектронами*. Подавая разность потенциалов между катодом K и анодом A , фотоэлектроны начинают двигаться к аноду, в цепи возникает фототок, регистрируемый гальванометром G . График зависимости фототока I от приложенного внешнего напряжения V между катодом и анодом представлен на рис. 7.2. Этот график называют *характеристикой фотоэлемента*, т. е. того прибора, в котором наблюдают фотоэффект. Для этой зависимости характерно наличие участка тока насыщения $I_{\text{нас}}$, когда все электроны, вырванные светом с поверхности катода, попадают на анод и участка, на котором фототок уменьшается до нуля при некотором задерживающем напряжении $V_1 < 0$.

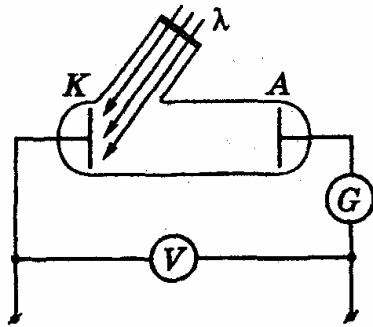


Рис. 7.1

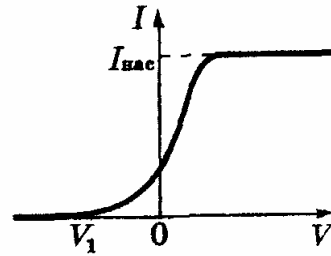


Рис. 7.2

Многочисленными экспериментами были установлены три основные закономерности фотоэффекта:

1. Фототок насыщения пропорционален падающему световому потоку (при одном и том же спектральном составе). Это значит, что число электронов, вырываемых светом ежесекундно, пропорционально мощности падающего света. Впервые это было установлено А. Г. Столетовым (1889).

2. Для каждого металла существует максимальная длина волны света λ_k (или минимальная частота ν_k) при которой еще происходит вырывание электронов. Если длина волны превышает λ_k , которую называют *красной границей фотоэффекта*, то испускание фотоэлектронов отсутствует даже при достаточно большой интенсивности падающего света.

3. Максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно зависит от частоты ν облучающего света и не зависит от интенсивности света.

С точки зрения классических волновых представлений сам факт вырывания электронов из металла не удивителен, так как падающая электромагнитная волна вызывает вынужденные колебания электронов в металле. Электрон, поглощая энергию, может накопить ее в количестве, достаточном для преодоления сил, удерживающих электрон в металле, т. е. для совершения работы выхода. Если это так, то энергия фотоэлектронов должна зависеть от интенсивности света. Увеличение же интенсивности света приводит лишь к возрастанию числа фотоэлектронов.

Более того, резкое расхождение теории с опытом возникает при очень малой интенсивности света. По классической волновой теории фотоэффект в этих условиях должен протекать с заметным запаздыва-

нием, поскольку требуется конечное время для накопления необходимой энергии. Однако опыт показывает, что фотоэффект появляется практически мгновенно, т. е. одновременно с началом освещения (промежуток времени между началом освещения и появлением фототока не превышает 10^{-9} с).

Все трудности отпадают, если фотоэффект рассматривать на основе гипотезы Эйнштейна о световых квантах. В соответствии с этой гипотезой падающее монохроматическое излучение рассматривается как поток световых квантов – *фотонов*, энергия которых ε связана с частотой ν соотношением

$$\varepsilon = h\nu, \quad (7.1)$$

где h – постоянная Планка.

При поглощении фотона его энергия целиком передается одному электрону. Таким образом, электрон приобретает кинетическую энергию не постепенно, а мгновенно. Этим и объясняется безынерционность фотоэффекта. Полученная электроном энергия $h\nu$ частично затрачивается на освобождение из металла. А оставшаяся часть переходит в кинетическую энергию вылетевшего из металла электрона. Минимальную энергию, необходимую для освобождения электрона из металла, т. е. для преодоления задерживающих сил, действующих в поверхностном слое металла, называют *работой выхода* A . Оторванный электрон может взаимодействовать с атомами внутри металла, растрачивая энергию в тепло. Максимальной энергией вылетевший электрон будет обладать тогда, когда внутри он был свободен, т. е. не связан с атомом, а при вылете наружу не расходовал энергию на тепло. Следовательно, для фотоэлектронов с максимальной кинетической энергией T_{\max} закон сохранения энергии в элементарном акте поглощения фотона, будет иметь вид

$$h\nu = A + T_{\max}. \quad (7.2)$$

Эта формула впервые была получена Эйнштейном и носит его имя – *формула Эйнштейна*.

Из формулы Эйнштейна вытекают перечисленные ранее экспериментальные закономерности:

1. Так как каждый электрон испускается в результате поглощения одного фотона, то общее число фотоэлектронов пропорционально числу падающих фотонов. Поскольку фототок насыщения пропор-

ционален числу фотоэлектронов, а световой поток числу фотонов, то фототок насыщения будет пропорционален световому потоку.

2. Из уравнения Эйнштейна следует, что фотоэффект возможен, если $h\nu \geq A$. Поэтому красная граница фотоэффекта

$$\nu_k = \frac{A}{h}, \text{ или } \lambda_k = \frac{ch}{A}, \quad (7.3)$$

где учтено, что $\lambda_k = c/\nu_k$.

3. Из уравнения Эйнштейна максимальная кинетическая энергия $T_{\max} = h\nu - A$. Так как работа выхода от частоты не зависит, то максимальная кинетическая энергия линейно возрастает с частотой света.

Фотоэффект (как внешний, так и внутренний) используется в *фотоэлектронных приборах*, получивших разнообразное применение в науке и технике (в телевидении, космической технике и т. д.). Нашли широкое применение *фотоэлементы*, двухэлектродные приборы, в которых падающая на поверхность катода энергия света при внешнем приложенном напряжении между электродами превращается в энергию электрического тока. Электрическое сопротивление полупроводников падает при освещении, это используется для устройства *фотосопротивлений*. Возникновение *фото-ЭДС* при освещении приконтактной области двух различных соприкасающихся полупроводников используется в *фотодиодах* для непосредственного превращения энергии света в электрическую. *Фотоэлектронные умножители*, усиливающие первоначальный фототок во много раз, позволяют регистрировать очень слабое излучение, вплоть до отдельных квантов.

§ 7.2 Масса и импульс фотона. Давление света

Согласно гипотезе Эйнштейна, свет представляет собой поток частиц (световых квантов) – фотонов. Фотоны движутся со скоростью света c и имеют массу покоя равную нулю $m_0 = 0$. Энергия фотона $\varepsilon = h\nu$, а его релятивистская масса находится из взаимосвязи массы и энергии

$$m = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (7.4)$$

Импульс фотона определим из связи энергии частицы с реляти-

вистским импульсом при $m_0 = 0$: $E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} = pc$. Отсюда, при $E = \varepsilon$ импульс фотона

$$p = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h\nu}{c}. \quad (7.5)$$

Так как фотоны обладают импульсом, то свет, падающий на тело, должен оказывать на него давление. В квантовой оптике давление света объясняется как результат передачи этим телам импульса фотонов при отражении и поглощении света. По второму закону Ньютона свет действует на тело с силой

$$F = \frac{\Delta P}{\Delta t}, \quad (7.6)$$

где ΔP – импульс, переданный телу за время Δt . Тогда давление, которое оказывает свет на поверхность площадью S тела

$$p^* = \frac{F}{S} = \frac{\Delta P}{S \Delta t}. \quad (7.7)$$

Пусть монохроматический свет частоты ν падает на поверхность ab под углом α (рис. 7.3). Если коэффициент отражения от рассматриваемой поверхности ρ и за время Δt на площадь S падает N фотонов, то из них ρN фотонов отразится и $(1 - \rho)N$ поглотится. Отражающиеся фотоны передадут телу импульс, направленный нормально к данной поверхности $(2h\nu/c)\rho N \cos \alpha$. Поглощающиеся фотоны передают суммарный импульс, нормальная составляющая которого к поверхности равна $(h\nu/c)(1 - \rho)N \cos \alpha$. Тогда полный импульс, переданный поверхности за время Δt

$$\Delta P = \frac{2h\nu}{c} \rho N \cos \alpha + \frac{h\nu}{c} (1 - \rho) N \cos \alpha = \frac{h\nu}{c} (1 + \rho) N \cos \alpha. \quad (7.8)$$

Давление, оказываемое светом на поверхность

$$p^* = \frac{N h \nu}{c S \Delta t} (1 + \rho) \cos \alpha = \frac{E_{\text{э}}}{c} (1 + \rho) \cos \alpha, \quad (7.9)$$

где $E_{\text{э}} = (N h \nu / S \Delta t)$ – энергетическая освещенность поверхности (энергия, падающая на единицу площади в единицу времени). Учиты-

вая, что поверхности S за время Δt достигнут фотоны, находящиеся в объеме $V = c\Delta t S \cos \alpha$, найдем

$$p^* = \varpi(1 + \rho) \cos^2 \alpha, \quad (7.10)$$

где $\varpi = Nh\nu/V$ – объемная плотность энергии излучения.

Заметим, что давление света одинаково успешно объясняется как квантовой, так и волновой теорией.

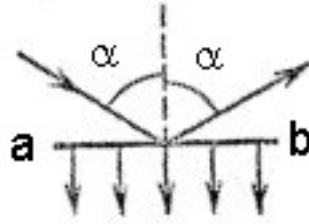


Рис. 7.3

§ 7.3 Эффект Комптона

Комптон (1923) открыл явление, в котором можно было наблюдать, что фотону присущи энергия и импульс. Результаты этого опыта — еще одно убедительное подтверждение гипотезы Эйнштейна о квантовой природе самого электромагнитного излучения.

Комптон исследовал рассеяние жесткого рентгеновского излучения на образцах, состоящих из легких атомов, таких как графит, парафин и др. Схема его установки показана на рис. 7.4.

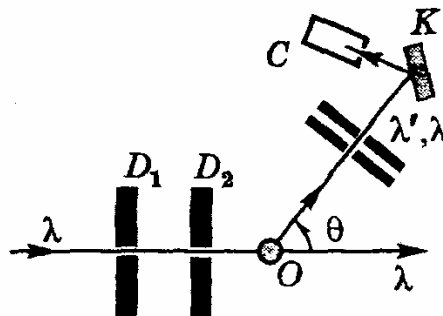


Рис. 7.4

Диафрагмы D_1 и D_2 выделяли узкий пучок монохроматического рентгеновского излучения, источником которого служила рентгенов-

ская трубка. Затем пучок падал на исследуемый образец O . Для исследования спектрального состава рассеянного излучения оно после прохождения ряда диафрагм попадало на кристалл K рентгеновского спектрографа, а затем в счетчик C (или на фотопластинку).

Комптон обнаружил, что в рассеянном излучении, наряду с исходной длиной волны λ , появляется смещенная линия с длиной волны $\lambda' > \lambda$. Это получило название *комптоновского смещения*, а само явление — *эффекта Комптона*.

Опыт показал, что наблюдаемое комптоновское смещение $\lambda' - \lambda$ не зависит от материала рассеивающего образца и длины волны λ падающего излучения, а определяется лишь углом θ между направлениями рассеянного и падающего излучения (угла рассеяния, см. рис. 7.4). Причем с увеличением угла интенсивность смещенной компоненты растет, а несмещенной — падает.

Волновая теория света оказалась не в состоянии объяснить закономерности комптоновского рассеяния и в первую очередь появление смещенной компоненты. Они были поняты только на основе квантовой теории. Комптон предположил, что рассеяние рентгеновского кванта с изменением длины волны надо рассматривать как результат одиночного акта столкновения его с электроном.

В атомах легких элементов, с которыми проводились опыты, энергия связи электрона с атомом мала по сравнению с энергией, передаваемой электрону рентгеновским квантом при столкновении. Это выполняется тем лучше, чем больше угол рассеяния. В легких атомах энергией связи электрона внутри атома можно пренебречь при всех углах рассеяния, т. е. все электроны можно считать свободными. Тогда одинаковость комптоновского смещения $\lambda' > \lambda$, для всех веществ сразу становится понятной. Действительно, ведь с самого начала предполагается, что рассеивающее вещество по существу состоит только из свободных электронов, т. е. индивидуальные особенности совсем не учитываются. Но это допустимо только для легких атомов. Для внутренних электронов тяжелых атомов такое представление не годится, что и подтверждает опыт.

Теперь рассмотрим столкновение фотона со свободным электроном с учетом того, что при этом должны соблюдаться законы сохранения энергии и импульса. Поскольку в результате столкновения

электрон может стать релятивистским, этот процесс будем рассматривать на основе релятивистской динамики.

Пусть на первоначально покоившийся свободный электрон с энергией покоя m_0c^2 падает фотон с энергией ε и импульсом $p_\gamma = \varepsilon/c$. После столкновения энергия и импульс фотона станет равной ε' и $p'_\gamma = \varepsilon'/c$, а энергия и импульс электрона отдачи E и \vec{p}_e . Согласно законам сохранения энергии и импульса системы фотон – электрон, запишем до и после столкновения следующие равенства:

$$\varepsilon + m_0c^2 = \varepsilon' + E, \quad (7.11)$$

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}'_\gamma + \vec{p}_e. \quad (7.12)$$

Из равенства (7.12), по теореме косинусов (рис. 7.5), определим импульс электрона отдачи $\vec{p}_e = \vec{p}_\gamma - \vec{p}'_\gamma$

$$p_e^2 = p_\gamma^2 + p_\gamma'^2 - 2p_\gamma p_\gamma' \cos \theta = \left(\frac{\varepsilon}{c}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon'}{c}\right)^2 - 2\frac{\varepsilon\varepsilon'}{c^2} \cos \theta. \quad (7.13)$$

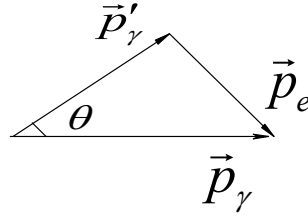


Рис. 7.5

Из (7.11) найдем

$$E^2 = (\varepsilon - \varepsilon' + m_0c^2)^2 = \varepsilon^2 + \varepsilon'^2 + m_0^2c^4 - 2\varepsilon\varepsilon' + 2\varepsilon m_0c^2 - 2\varepsilon' m_0c^2. \quad (7.14)$$

Энергия и импульс релятивистского электрона связаны соотношением

$$E^2 = p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4. \quad (7.15)$$

Подставляя в это выражение (7.13) и (7.14) найдем после сокращений:

$$\varepsilon - \varepsilon' = \frac{\varepsilon\varepsilon'}{m_0c^2} (1 - \cos \theta).$$

Учитывая, что $\varepsilon = hc/\lambda$ и $\varepsilon' = hc/\lambda'$, мы получим

$$\lambda' - \lambda = \lambda_K (1 - \cos \theta), \quad (7.16)$$

где $\lambda_K = h/(m_0 c)$ – комптоновская длина волны.

Соотношение (7.16) очень хорошо согласуется с наблюдаемой на опыте зависимостью комптоновского смещения от угла рассеяния θ . Наличие несмещенной компоненты в рассеянном излучении обусловлено внутренними электронами атомов рассеивающего вещества. Их энергия связи, особенно в тяжелых атомах, сравнима с энергией рентгеновских фотонов, и, значит, такие электроны уже нельзя считать свободными. Обмен энергией и импульсом рентгеновского фотона происходит с атомом как целым. Масса же атома намного превышает массу электрона, поэтому комптоновское смещение фотонов, рассеянных на таких атомах, ничтожно, и их смещенная длина волны практически совпадает с длиной волны падающего излучения.

С ростом атомного номера относительное число связанных электронов увеличивается. Поэтому должно происходить возрастание несмещенной компоненты по сравнению с интенсивностью смещенной. Это и наблюдается на опыте.

Кроме того, с ростом угла рассеяния доля передаваемой электрону энергии возрастает. Отсюда следует, что при увеличении угла рассеяния растет относительная доля электронов, которые можно считать свободными, а значит и растет отношение интенсивности смещенной компоненты к интенсивности несмещенной, что и показывает опыт.

Итак, чем больше энергия фотона, тем в меньшей степени проявляется связь электрона с атомом, тем больше электронов, которые можно считать свободными. Именно поэтому для наблюдения эффекта Комптона нужно использовать жесткое рентгеновское излучение. Вот почему эффект Комптона не наблюдается в видимой области спектра. Энергия соответствующих фотонов настолько мала, что даже внешние электроны атома не могут играть роль свободных.

В дальнейших опытах Комптона и других исследователей удалось зарегистрировать электроны отдачи и показать, что в элементарных актах рассеяния фотонов на электронах выполняются законы сохранения энергии и импульса.

§ 7.4 Корпускулярно-волновая двойственность света

Из опытных фактов, следует, что при взаимодействии с веществом свет обнаруживает корпускулярные свойства. Однако представление света как о потоке классических частиц несовместимо с представлением о свете как электромагнитной волне (которое подтверждается в явлениях интерференции, дифракции).

Очевидно явное противоречие. Соотношения для энергии и импульса фотона

$$\varepsilon = h\nu, \quad p = \frac{hc}{\lambda}, \quad (7.17)$$

связывают корпускулярные и волновые свойства света: левые части (ε и p) характеризуют фотон, как частицу, правые же содержат частоту ν и длину волны λ , что определяет их волновые свойства. Но именно сосуществование этих свойств и не может быть логически непротиворечиво объяснено классической физикой. С точки зрения последней понятия частицы и волны исключают друг друга. Каким образом фотон-частица может иметь волновые свойства?

Представить себе такой объект, который совмещал бы несовместимое, – это выше возможностей нашего (классического) воображения. Опытные же данные вынуждают констатировать, что это так и есть, т. е. свет обнаруживает *корпускулярно-волновой дуализм* (двойственность). При этом фотон проявляет свои корпускулярно-волновые свойства в разных соотношениях: например, в области длинных волн – в основном волновые свойства, а в области коротких волн – корпускулярные.

Итак, фотон нельзя представить моделью, описываемой классическим образом. Он является квантовым объектом, который в принципе невозможно представить себе с помощью классических образов. Мы вынуждены признать, что при изучении явлений следует руководствоваться не тем, что доступно нашему воображению, а тем, что дают наблюдения и опыт.

Заметим, что обычные частицы – электрон, протон, нейтрон, атомы и др., как выяснилось, также обладают и волновыми свойствами. Таким образом, дуализм является универсальным свойством частиц вещества.